

THESES

PRESENTEES A LA FACULTE DES
SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE
NANCY POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR INGENIEUR

PAR ANDRE LEMOINE
Ingénieur E.N.S.I.C.

1er Sujet

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE TRANSFERTS DE MATIERE, DE CHALEUR
ET DE QUANTITE DE MOUVEMENT DANS UN JET ATMOSPHERIQUE DE PLASMA D'ARGON

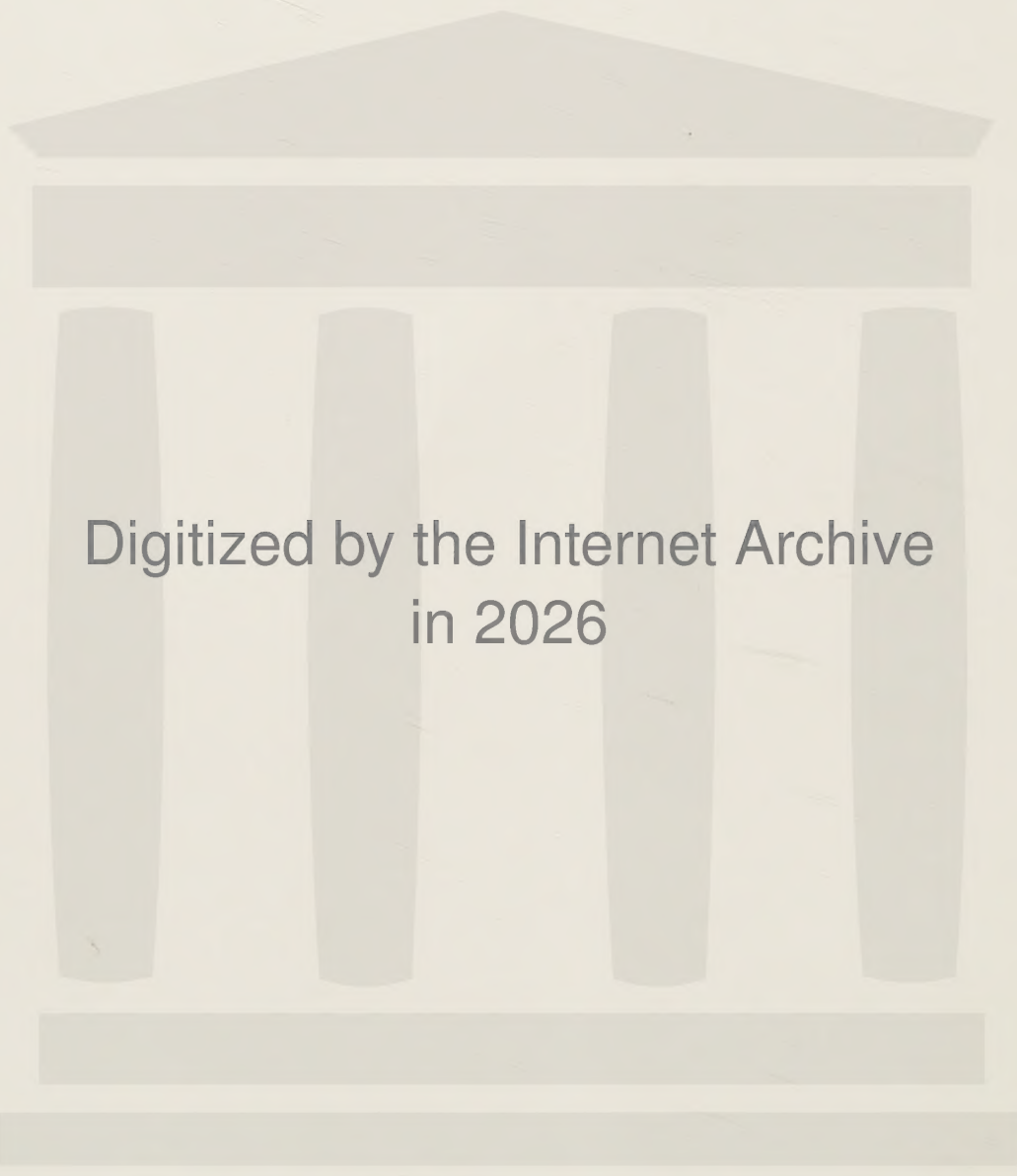
2ème Sujet

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

SOUTENUES LE

1969. DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. X. DUVAL	Président
M. P. LE GOFF	Examineurs
M. J. GOSSE	



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551920_0010

THESES

PRESENTEES A LA FACULTE DES
SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE
NANCY POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR INGENIEUR

PAR ANDRE LEMOINE

Ingénieur E.N.S.I.C.

1er Sujet

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE TRANSFERTS DE MATIERE, DE CHALEUR
ET DE QUANTITE DE MOUVEMENT DANS UN JET ATMOSPHERIQUE DE PLASMA D'ARGON

2ème Sujet

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

SOUTENUES LE

1969. DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. X. DUVAL	Président
M. P. LE GOFF	Examineurs
M. J. GOSSE	



ANNEE SCOLAIRE 1967-68

DOYEN : M. AUBRYASSESEUR : M. GAYDoyens honoraires : MM. CARNUBERT - DELSARTE - ROUBAULTProfesseurs honoraires : MM. RAYBAUD - LAFFITTE - LERAY - JULY - LAPORTE - EICHHORN -
GODEMENT - DUBREUIL - L. SCHWARTZ - DIEUDONNE - DE MALLEMANN - LONGCHAMBON - LETORT -
DODE - GAUTHIER - GOUDET - OLMER - CORNUBERT - CHAPPELLE - GUERIN - WAHL -Maîtres de conférences honoraires : MM. LIENHART - PIERRET - M^{le} MATHIEU -Professeurs

MM.		MM.	
DELSARTE	Analyse supérieure	MANGENOT	Botanique
ROUBAULT	Géologie	GAYET	Physiologie
CAPELLE	Mécanique rationnelle	HAINI	Physique
VEILLET	Biologie animale	+BASTICK	Chimie
BARRIOL	Chimie théorique	DUCHAUFOR	Pédologie
BIZETTE	Physique	GARNIER	Agronomie
GUILLIEN	Electronique	NEEL	Chimie organique industrielle
LEGRAS	Mécanique rationnelle	BERNARD	Géologie appliquée
BOLFA	Minéralogie	+CHAMPIER	Physique
NICLAUSE	Chimie	+GAY	Chimie biologique
FAIVRE	Physique appliquée	STEPHAN	Zoologie
AUBRY	Chimie minérale	+CONDE	Zoologie
COPPENS	Radiogéologie	+WERNER	Botanique
DUVAL	Chimie	EYMARD	Calcul différentiel et intégral
FRUHLING	Physique	LEVISALLES	Chimie organique
HILLY	Géologie		
LE GOFF	Génie chimique	Mme HERVE	Méthodes math. de la phy.
SUHNER	Physique expérimentale	FELDEN	Physique
CHAPON	Chimie biologique	+GOSSE	Mécanique physique
HEROLD	Chimie minérale ind.	+DAVOINE	Physique (E.N.S.M.I.M.)
SCHWARTZ B.	Exploitation minière	HORN	Physique (1 ^o cycle)
+MALAPRADE	Chimie	+ROCCI	Géologie
		Mme+LUMER	Mathématiques
		N...	Chimie biologique
		N...	Mécanique appliquée
		N...	Chimie physique

(+) Professeur titulaire à titre personnel

Maîtres de Conférences

Mme BASTICK	Chimie P.C. Epinal
MM. GUDEFIN	Physique
VUILLAUME	Psychophysiologie
FRENTZ	Biologie animale
MARI	Chimie (I.S.I.N.)
AUROUZE	Géologie
DEVIOT	Physique du solide
FLECHON	Physique P.C.
HUET	Mathématiques C.B.G.
VIGNES	Métallurgie
BALESDENT	Thermodynamique chimique appliquée (E.N.S.I.C.)
BLAZY	Minéralogie appliquée (E.N.S.G.)
JANOT	Physique P.C. Epinal
JACQUIN	Pédologie et Chimie agricoles
MAINARD	Physique M.P.
CACHAN	Entomologie appliquée (E.N.S.A.)
MARTIN	Chimie P.C.
PAULMIER	Mécanique expérimentale
PROTAS	Minéralogie
JOZEFOWICZ	Physico-chimie
JURAIN	Géologie C.B.G.
RIVAIL	Chimie appliquée (C.U.C.E.S.)
VILLERMAUX	Génie chimique
METCHE	Biochimie appliquée (brasserie)
PAIR	Mathématiques appliquées
BAUMANN	Physique 1 ^o cycle
DURAND	Physique
GRANGE	Physique (I.S.I.N.)
DEPAIX	Probabilités et statistiques
N...	Mécanique des fluides (I.S.I.N.)
N...	Mécanique (I.S.I.N.)
N...	Mathématiques
N...	Mathématiques P.C.
N...	Mathématiques C.B.G.
N...	Physiologie animale
N...	Mathématiques M.P.
N...	Exploitation minière (E.N.S.M.I.M.)

A MA FEMME

A MES PARENTS

A MA BELLE MERE

A MES AMIS

A MON MAITRE

MONSIEUR LE PROFESSEUR P. LE GOFF

Directeur du Centre de Cinétique
Physique et Chimique et du
Laboratoire de Génie Chimique

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur P. LE GOFF qui a dirigé mon travail de recherche et la rédaction du présent mémoire. Je remercie Monsieur le Professeur DUVAL d'avoir accepté la présidence du jury d'examen ainsi que Monsieur le Professeur GOSSE qui a bien voulu en faire partie. Je remercie également tous les chercheurs et les membres du personnel technique et administratif du Centre de Cinétique qui m'ont aidé de leurs conseils ou de leur travail. Je dois une mention toute particulière au concours de Messieurs Jean-Pierre MIHE, Gérard PIQUARD et Georges ROUSSEL qui ont assuré successivement et de façon amicale et constante le soutien technique et technologique indispensable tant par leurs conseils que par leur aide efficace, de Mademoiselle Christiane ROY qui m'a conseillé et aidé pour la programmation, de Monsieur Jacques CHEYLAN à l'occasion de tant d'échanges de vue au cours des trois dernières années, de Mademoiselle Jeannine HENRY, Monsieur Georges ROUSSEL, sans oublier mon épouse, qui ont permis la réalisation de cet ouvrage sous sa forme actuelle.

-:-:-:-:-

CHAPITRE I

INTRODUCTION

1.1 - LA PROJECTION AU CHALUMEAU A PLASMA

Pour répondre aux besoins de l'aéronautique puis de l'astro-nautique, la technologie des très hautes températures s'est considéra-blement développée depuis 25 ans ; les techniques de fabrication de pièces massives ou de revêtements protecteurs à partir de matériaux réfractaires non usinables sont passées rapidement au stade industriel. L'une des plus répandues est la projection au chalumeau à plasma ("plas-ma-spraying") ; les matériaux étant introduits, généralement sous forme pulvérulente, dans le jet de gaz à très haute température (8000-15000°K) et très grande vitesse (200-1000 m/s).

Les études menées sur cette technique (20,58,59,63,68,76) fu-rent essentiellement empiriques et de portée limitée en raison de la multiplicité et de la diversité des processus élémentaires et des para-mètres qui sont généralement interdépendants. Il s'agit en général de recherches de situations expérimentales permettant d'améliorer les qua-lités des matériaux ainsi constitués ; les revêtements doivent être com-pacts, imperméables, adhérant bien au substrat ; on veut pouvoir contrô-ler leur épaisseur et leur composition en évitant un échauffement exces-sif et une corrosion de la surface à revêtir.

La structure lamellaire de ces dépôts permet de penser que les particules sont fondues avant de frapper la surface où elles s'écrasent puis se refroidissent (58,67). Trois paramètres semblent particulièrement importants :

- la température (ou mieux l'enthalpie spécifique) des grains au moment de l'impact sur la cible ;
- leur vitesse ;
- la distance de projection.

1.2 - PRINCIPES D'UNE ETUDE SYSTEMATIQUE ET CHOIX D'UN PROGRAMME

Une recherche systématique des conditions optimales de pro-jection imposait donc la connaissance des profils longitudinaux de vi-tesse et d'enthalpie spécifique des grains dans la "flamme" du chalu-meau. Une telle étude des transferts de chaleur et de quantité de mou-vement entre le jet de gaz et les grains fait intervenir les propriétés locales du gaz : vitesse, température et composition.

.../...

La détermination expérimentale de chacune de ces grandeurs locales posait d'importants problèmes technologiques tant en raison des faibles dimensions transversales du jet que des températures atteintes. Nous nous sommes généralement limités à des mesures indirectes, souvent peu précises et nous avons porté nos efforts sur l'étude théorique en exploitant au mieux les équations de bilans de matière, de chaleur et de quantité de mouvement.

Les calculs exacts des propriétés des gaz à très haute température, du mélangeage turbulent du jet de gaz avec l'air ambiant et des transferts dans la couche limite entourent un grain en mouvement sont séparément très lourds.

D'autre part, les données expérimentales ou même théoriques sur les propriétés de la matière aux températures élevées sont peu précises et souvent discordantes.

Nous nous sommes donc efforcés tout au long de cette étude de simplifier les différentes équations pour pouvoir les intégrer dans un programme unique de calcul de l'entraînement et de l'échauffement des grains.

-:-:-:-:-

Après avoir décrit notre appareillage et rappelé le principe de son fonctionnement, nous étudierons dans une première partie le chalumeau à plasma lui-même. Nous nous intéresserons tout d'abord à la stabilité et à la reproductibilité de son fonctionnement ; nous chercherons ensuite à calculer les propriétés du gaz en tous points du jet et comparerons des valeurs locales calculées et expérimentales de pression dynamique.

Nous montrerons que les profils longitudinaux de vitesse du gaz $u(x)$ admettent une représentation empirique simple dépendant de trois paramètres, et que les autres propriétés du gaz s'expriment simplement en fonction de la vitesse locale.

Dans une deuxième partie, nous étudierons successivement l'entraînement et l'échauffement des grains, nous intéressant plus particulièrement aux grains qui suivent une trajectoire axiale. Une méthode de calcul simplifiée nous permettra de découpler les équations de bilan de chaleur et de quantité de mouvement dans la couche limite.

Nous montrerons que l'équation du mouvement, intégrale séparément dépend essentiellement d'un paramètre de l'équation en $u(x)$; celui-ci peut donc être calculé à partir des profils expérimentaux de vitesses de grains de nature et de diamètres variés.

.../...

De même le calcul simultané de la vitesse et de l'échauffement des grains nous permettra d'évaluer la température initiale du gaz à partir des mesures calorimétriques effectuées sur trois lots de grains.

Nous aurons ainsi calculé à partir des mesures sur les grains et des équations semi-empiriques établies dans la première partie les propriétés du gaz en tous points du jet.

-:-:-:-

CHAPITRE II

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

2.1 - DESCRIPTION GENERALE

Toutes nos expériences ont été réalisées avec des torches à plasma d'arc à courant "continu" et écoulement stabilisé par "gaine gazeuse" ("sheath stabilized") d'un type utilisé couramment pour la projection manuelle (par opposition à la projection automatique) de métaux et de réfractaires : chalumeau Plasmarcos PJ 106.

Nous disposons de deux bancs de mesure permettant de positionner avec précision les appareils de mesure par rapport à l'axe de la torche, celui-ci pouvant être vertical ou horizontal selon la nature de l'étude envisagée.

L'implantation des chalumeaux à plasma d'arc a été présentée dans de nombreuses publications souvent de nature publicitaire. Nous nous contenterons de rappeler les lignes principales (cf. fig. 2.1) en mettant l'accent sur les performances de l'appareil et les possibilités de mesure.

Le courant continu nécessaire au fonctionnement de la torche est fourni par un redresseur de soudage de modèle courant (Arcos GZ 700) alimenté en courant triphasé 220/380 V ; les deux batteries de redresseurs secs (montés en pont de redressement double alternance) pouvant être utilisées séparément ou couplées (en série ou en parallèle) ont les caractéristiques suivantes :

- tension à vide : 70^V (140^V en série)
- intensité minimale : 135 A (montage en série)
270 A (montage en parallèle)
- intensité maximale : 300 A (montage en série)
600 A (montage en parallèle)

Pour une géométrie de torche et un débit de gaz plasmagène donnés, le point de fonctionnement est défini par l'intensité moyenne délivrée par le redresseur, sélectionnée par l'opérateur ; sa valeur est pratiquement indépendante du type et de l'importance des résistances (résistance pure, jets de plasma à débits variés) présentes dans le circuit. Si les trois phases sont bien équilibrées, on dispose d'un courant légèrement modulé (300 Hz) le taux d'ondulation "crête à crête" ne dépassant pas 15 % de l'intensité moyenne.

Ce mode d'alimentation, s'il n'est pas d'une définition physique rigoureuse, est d'une très grande souplesse. Il permet en particulier d'utiliser des gaz plasmagènes très divers (Argon, Hélium, Azote, Hydrogène, mélanges de ces divers gaz) dans une gamme de puissances et

.../...

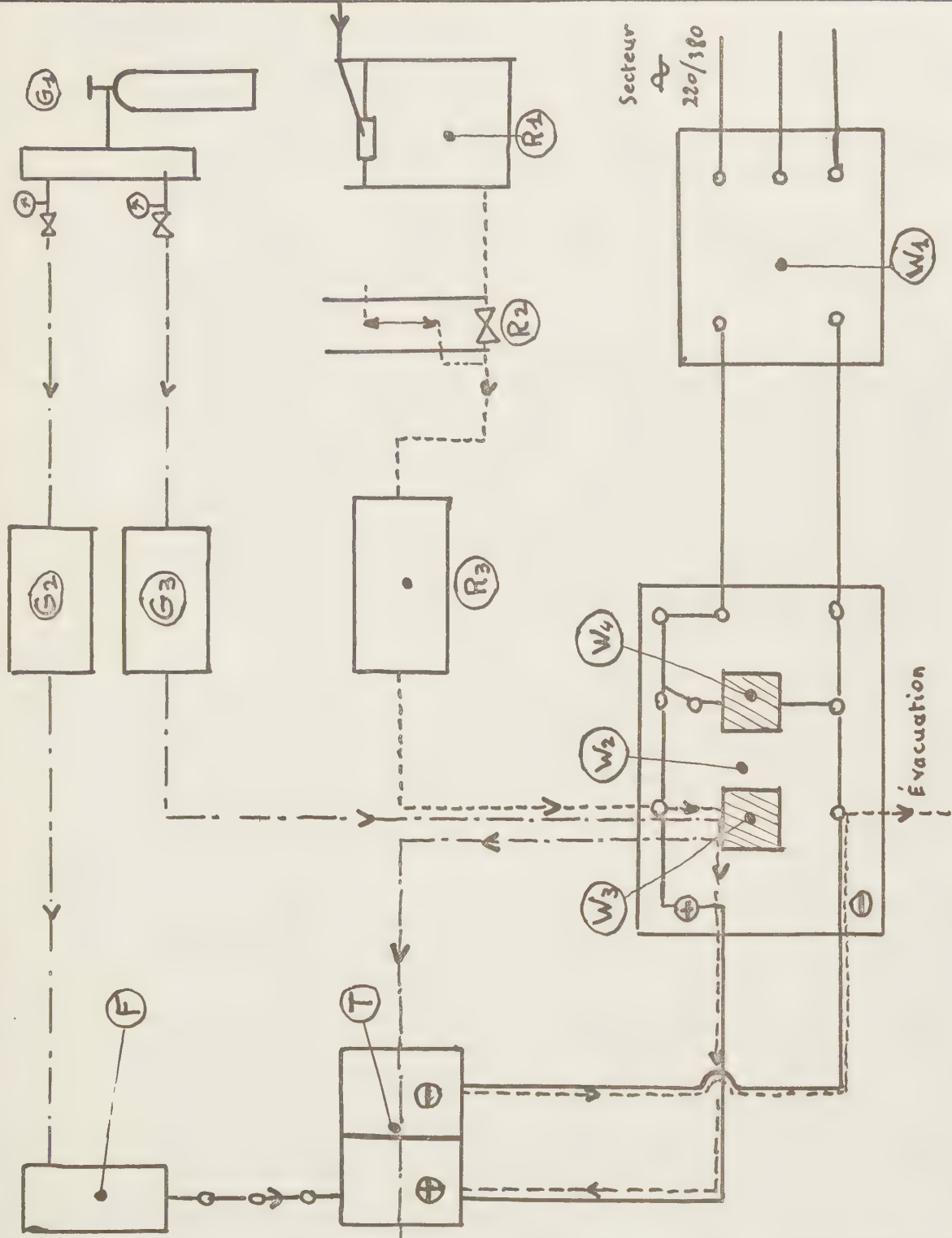


Fig 2.1 SCHEMA D'IMPLANTATION DE LA TORCHE

SYMBLES	
T : Torche	
F : Fluidiseur	
G ₁ : distribution du gaz	
G ₂ , G ₃ : mesure des débits de gaz	
R ₁ : Cuve à niveau constant	
R ₂ : Mesure des débits d'eau	
R ₃ : Pompe Volumétrique	
W ₄ : Redresseur	
W ₂ : Boîtier de commande	
W ₃ : Sécurités eau et gaz	
W ₁ : Initiateur d'arc	
— : Circuit élec.	
- - - : eau	
- · - · : gaz	
- o - : gaz + poudre	

de débits de gaz assez étendue pour fondre un grand nombre de matériaux injectés sous forme pulvérulente.

Le circuit électrique est complété par un initiateur d'arc constitué par un circuit oscillant monté en parallèle aux bornes de la torche.

Dans les opérations de projection la durée de fonctionnement peut atteindre plusieurs heures consécutives, la torche doit donc être énergiquement refroidie pour éviter l'usure des électrodes et la pollution des revêtements. Pour des raisons de commodité (limitation du nombre et des dimensions des amenées de courant et de fluides), le refroidissement est assuré par un circuit unique, l'eau arrivant et repartant par les amenées de courant. Dans ces conditions la tête de la torche est d'une géométrie extrêmement compacte (elle est positionnée relativement au banc de mesure par un cube de 10 cm d'arête la contenant). L'eau est alimentée par une pompe volumétrique : pression en sortie 10 bars, débit réglable en continu (+) soit de 0 à 6, soit de 5 à 12 litres par minute. Les débits sont mesurés en amont de la pompe par la perte de charge dans un organe déprimogène étalonné par pesée : si l'on élimine les vibrations dues au surpresseur en purgeant le réservoir anti-bélier, on peut mesurer un débit de l'ordre de 5 l/mn par une dénivellation manométrique stable de 1,50 à 2 mètres d'eau, même une lecture rapide permet de "calculer" (++) une valeur du débit avec une précision supérieure à 1 %.

Le gaz plasmagène (argon "U" dans toutes nos expériences) est détendu à partir d'une bouteille du commerce. Son débit peut être mesuré à l'aide d'un rotamètre et d'une batterie de manomètres (mesure de pression absolue locale) préalablement étalonnés à l'aide d'un compteur volumétrique, avec une précision nettement supérieure à 1 %. Si l'on désire alimenter la torche avec un mélange de gaz en restant maître de la composition du gaz plasmagène, une mesure précise implique un repérage de chacun des débits différentiels par la lecture de deux grandeurs.

Nous avons pu vérifier la précision de nos étalonnages en mesurant des débits volumiques globaux de mélanges Argon-Azote de composition extrêmement variables : la précision reste toujours supérieure à 2 %.

Enfin pour obtenir des débits faibles, non pulsés et constants de poudre nous avons choisi un fluidiseur analogue à celui utilisé par J.P. DAUVERGNE (1) ; la poudre est contenue dans un tube de verre calibré (diamètre 3 mm, longueur jusqu'à 20 cm), le gaz de fluidisation (argon) est injecté par un tube coaxial de Nickel (diamètre intérieur 1,1 mm, diamètre extérieur 1-5 mm) qui descend à vitesse constante entraîné par un microlaminoir (cf. fig. 2.2). Pour un débit suffisant du gaz injecté, la poudre arrachée à la surface par abrasion éolienne est fluidisée dans l'espace compris entre l'extrémité de la sonde et la surface de la poudre et entraînée en transport pneumatique dans l'espace annulaire ; un système de by-pass permet de régler le débit du gaz porteur indépendamment du débit de poudre (imposé par la seule vitesse de descente de la sonde) ;

.../...

(+) à l'aide d'un variateur mécanique continu monté sur le moteur d'entraînement.

(++) l'étalonnage avait permis le calcul précis des paramètres a et b d'une loi $H = aL^2 + bL$ (Lg/mn, H cm)

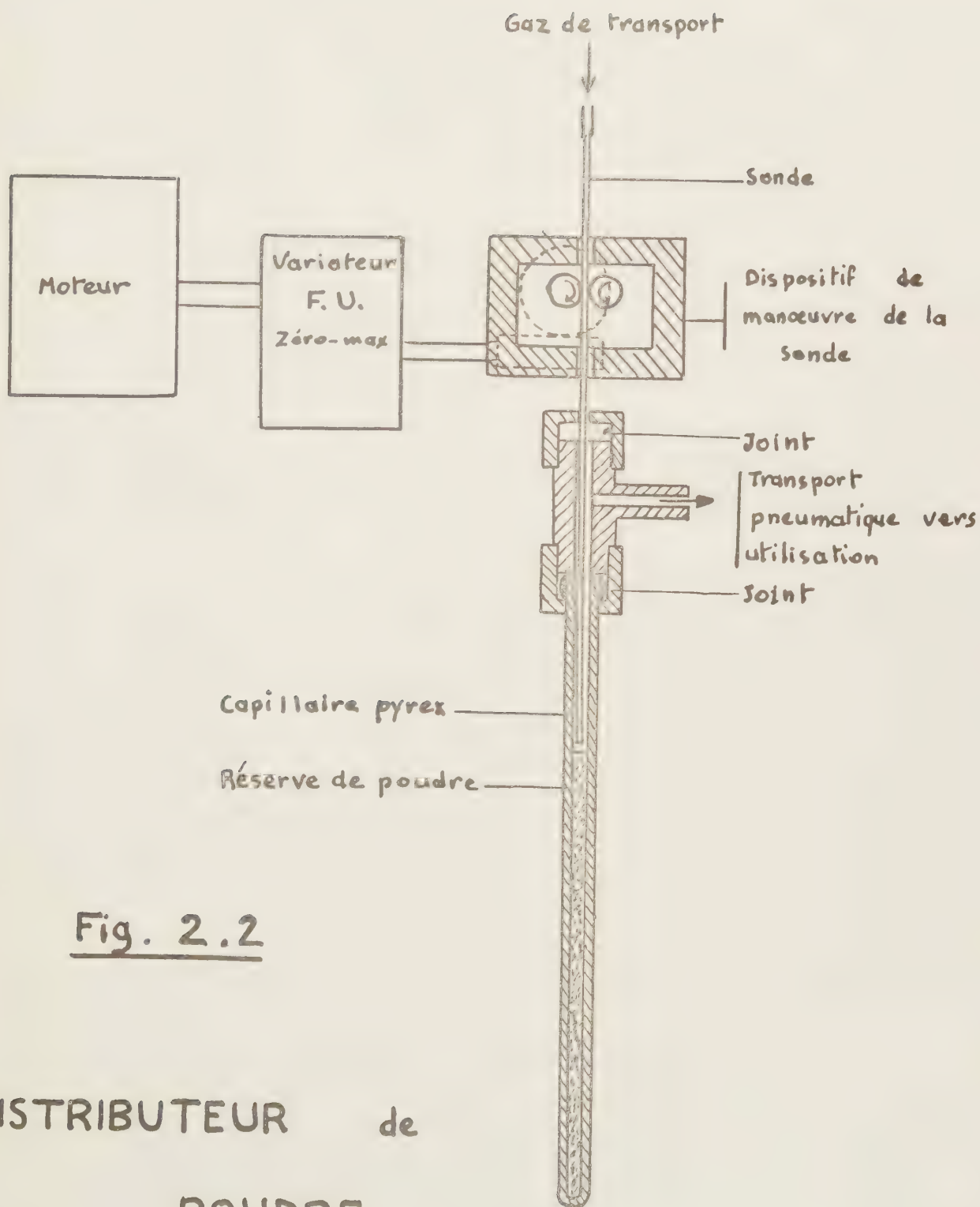


Fig. 2.2

DISTRIBUTEUR de
POUDRE

en jouant sur les différents paramètres géométriques et mécaniques, la gamme des débits de poudre peut descendre jusqu'à des valeurs inférieures à 0,1 g/mm et atteindre 5 g/mm dans des conditions correctes de reproductibilité et de régularité. La mise en équilibre du système est extrêmement rapide : la distance entre l'extrémité de la sonde et la surface libre de la poudre devient très vite constante, en particulier, pour un débit donné du gaz de transport, la position d'équilibre étant atteinte, on peut mettre un mouvement ou arrêter la sonde sans "effet de bout" appréciable.

2.2 - PRINCIPE D'INITIATION ET DE FONCTIONNEMENT

2.2.1 - Les électrodes (cf. fig. 2.3)

La partie "active" de la torche a des dimensions extrêmement réduites puisqu'elle se limite aux deux électrodes :

- Une cathode de tungstène thorié (2 %) constituée par une tige de diamètre suffisant (6,35 mm) pour permettre le passage d'intensités de 140 à 600 Ampères terminée par un cône émoussé ; la zone active étant précisément la pointe de la cathode. La cathode peut être déplacée longitudinalement.

- Une anode coaxiale, en cuivre, dont le diamètre D peut varier de 3 à 7 mm, qui sert en même temps de tuyère pour l'éjection du gaz plasmagène ; celui-ci peut être laminé longitudinalement lors de son passage le long de la cathode (qu'il contribue à refroidir) dans le cas de la stabilisation par "gaine gazeuse" froide annulaire, ou au contraire introduit avec un mouvement tourbillonnaire dans le cas de la stabilisation par "Vortex" utilisée dans les premiers chalumeaux à plasma d'arc (Gerdien) et dans certains chalumeaux à induction HF, ou par une combinaison de ces deux modes. Le profil de la tuyère constitué par un convergent et un tube cylindrique de longueur L variant entre 5 mm et 20 mm était le profil standard "Arcos". Précisons que sur la torche "Arcos", les anodes sont facilement et rapidement démontables dès l'arrêt du chalumeau ; une modification de la géométrie de la torche se ramène à un simple échange entre deux pièces de cuivre tournées, ajustées cône sur cône dans la chambre anodique et un nouveau positionnement longitudinal de la cathode.

Sur la torche Plasmarcos, la poudre est injectée radialement à quelques millimètres de l'extrémité de la tuyère par trois trous de 1 à 2 millimètres de diamètre.

2.2.2 - Initiation - Fonctionnement de l'arc

Un débit de gaz modéré ($\sim 10 \text{ l/mm}$) étant établi, l'intensité présélectionnée à sa valeur minimale et la torche mise sous tension (70 V en argon, 140 V pour les gaz diatomiques), le passage d'une brève décharge à haute fréquence entre la pointe de la cathode et l'entrée de la tuyère ionise très localement du gaz permettant l'établissement de l'arc, l'ionisation est ensuite auto-entretenu par la dissipation de

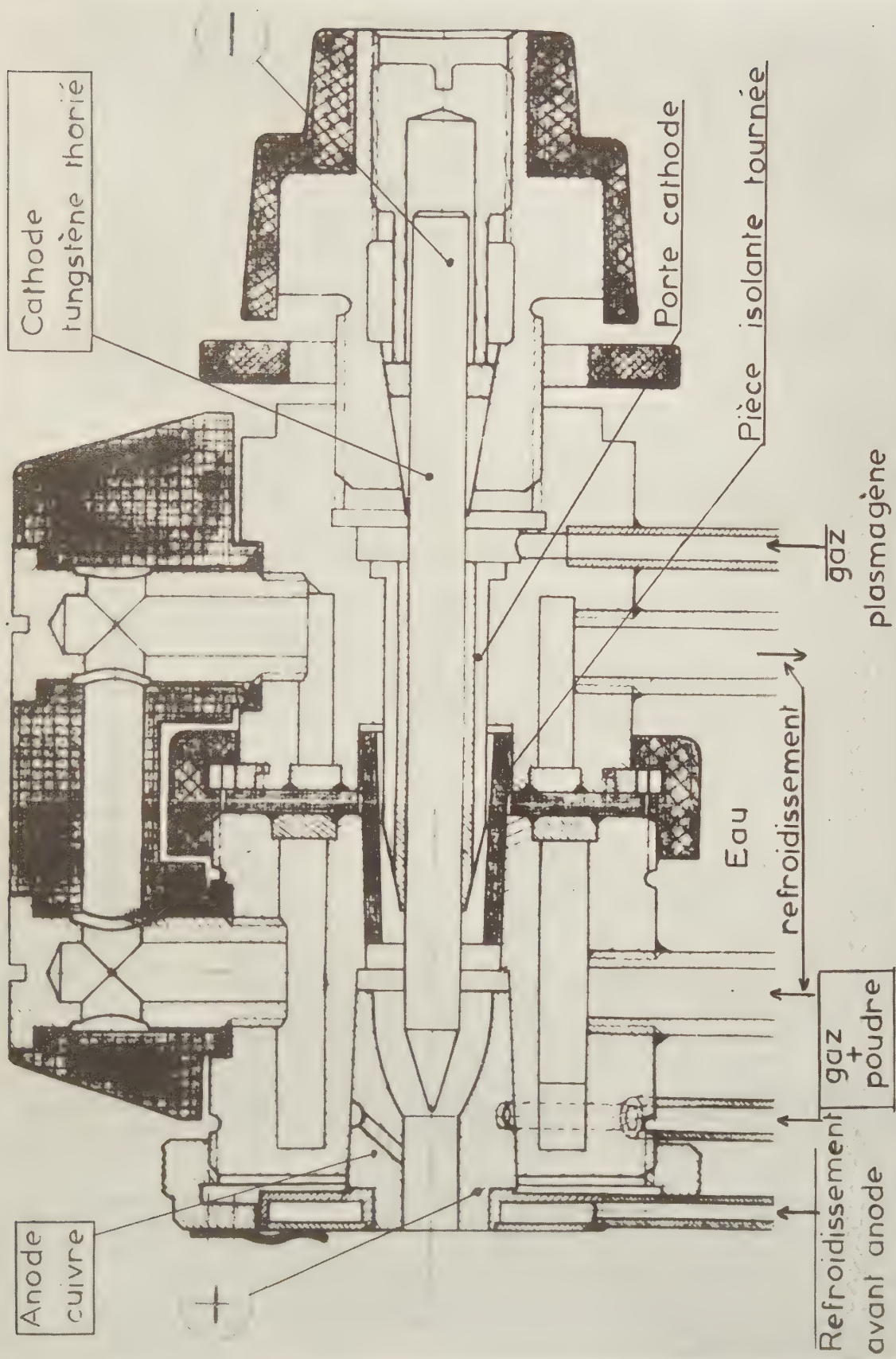


Fig. 2.3 Schéma du Chalumeau

puissance par effet Joule dans le conducteur gazeux ainsi formé. FABRE (2) cite les auteurs qui ont analysé les autres modes possibles de production d'électrons, mais ces analyses restent presque uniquement théoriques et sans vérification expérimentale ; l'arc est par ailleurs "soufflé" dans la tuyère par le courant gazeux.

La tuyère étant à un potentiel constant, la température de surface ne pouvant être qu'inférieure à la température de fusion du cuivre, le mécanisme exact du fonctionnement de l'arc, qui fait actuellement l'objet de nombreux travaux (2,3,4,5,6,7,8,13,44) reste peu connu en particulier en ce qui concerne la position et le mécanisme de la fermeture de l'arc sur l'anode, les particules chargées étant amenées à traverser la gaine de gaz froid dans des conditions très éloignées de l'équilibre thermodynamique. L'étude des propriétés électriques et aérothermodynamiques de la colonne d'arc peut être cependant assez poussée dans le cas où les effets de bout ont une influence limitée sur les performances globales (+), c'est le cas des plasmas laminaires établis dans des tubes longs à parois isolantes, soit imperméables et refroidies par chemises d'eau extérieures (9), soit poreuses et refroidies par "transpiration" de gaz additionnel (cette dernière technique permet d'atteindre sur l'axe des températures plus élevées (30 000° K et plus (10)).

2.2.3 - Performances de la torche

Opérant avec de l'argon, les puissances accessibles peuvent varier suivant les débits gazeux de 2,5 ou 3,5 KW à 8 ou 12 KW, les débits d'argon peuvent s'échelonner entre 0,05 g/s et plus de 2 g/s. Les chalumeaux à plasma d'arc ont donc une plage de fonctionnement très étendue pour une géométrie donnée, le changement des conditions opératoires étant facilement contrôlable et pouvant s'opérer en cours de fonctionnement. La chute de tension croissant avec la longueur de la colonne d'arc, une augmentation de la puissance absorbée dans la torche nécessite une augmentation de longueur de la tuyère accompagnée d'un accroissement du diamètre et du débit de gaz pour limiter l'échauffement (donc augmenter la durée de vie) des électrodes : des chalumeaux fonctionnant à des puissances de 0,1 à 1 MW ont été réalisées aux Etats-Unis, les diamètres intérieurs des tuyères peuvent atteindre 1 Pouce (11,12). Ces chalumeaux conçus en vue d'une utilisation industrielle (Chimie des hautes températures sont beaucoup plus accessibles à des mesures locales.

Les températures et vitesses maximales mesurées à la sortie de la tuyère sur des appareils similaires au nôtre, s'étagent respectivement de 10000° à 15000° et de 100 à 1000 m/s pour des plasmas d'argon. Si l'on tient compte des dimensions extrêmement réduites (longueur 5-20 mm, diamètre 3-7 mm) de la tuyère, on a une idée de la brutalité et de la rapidité du traitement subi par les gaz initialement à une température inférieure à 1000° C et une vitesse de l'ordre de quelques mètres par seconde.

Ces grandeurs diminuent de façon sensible lorsqu'on ajoute des fractions croissantes de gaz diatomiques, azote ou hydrogène, les plasmas "froids" ainsi obtenus sont cependant beaucoup plus efficaces en ce

.../...

(+) alors que sur notre appareil on peut dire qu'il n'y a que des effets de bout.

qui concerne le transfert de chaleur à une surface ou à un matériau pulvérulent. La résistance de la colonne d'arc étant accrue pour une même géométrie des électrodes, la chute de tension donc la puissance absorbée augmentent : dans l'argon pur les tensions varient entre 15 et 30^V, dans l'azote pur, elles dépassent 50^V.

2.3 - OPTIMISATION DES CONDITIONS OPERATOIRES

La complexité et l'incertitude du traitement mathématique des propriétés thermodynamiques d'un plasma généré à partir d'un mélange du gaz nous a conduit à n'utiliser qu'un plasma d'argon pur.

L'ordre de grandeur des dimensions des électrodes nous a été imposé par les caractéristiques du générateur.

Dès les premiers essais de nos torches nous avons constaté comme tous les utilisateurs de chalumeaux industriels que pour les valeurs moyennes des puissances et débits de gaz, les jets de plasma obtenus avaient une géométrie extrêmement mal définie, l'axe du dard et celui du jet de poudre étant généralement différents de celui de la torche, alors que les jets laminaires (débit faible, forte intensité) ont une meilleure définition.

Les conditions habituelles de projection imposant de travailler avec des jets turbulents, nous avons été amenés à rechercher des conditions opératoires permettant d'obtenir un jet de plasma turbulent correctement centré par rapport à l'axe de la torche ; cette spécification étant nécessaire pour effectuer des mesures locales significatives dans le jet.

Nous avons d'abord construit de nouvelles torches tout à fait semblables du point de vue conception mais avec des spécifications d'usinage extrêmement rigoureuses, en particulier en ce qui concerne le centrage relatif des chambres refroidies anodique et cathodique, par une pièce intermédiaire, de forme cylindro-conique, tournée en matériau réfractaire ; nous avons de ce fait constaté des améliorations non négligeables mais insuffisantes ; nous nous sommes ensuite intéressés à la géométrie des électrodes et au mode destabilisation.

Afin de pouvoir comparer valablement les performances de la torche lorsque l'on utilise des buses de diamètres différents, nous avons décidé de positionner systématiquement l'extrémité de la cathode dans le plan d'entrée de la partie cylindrique de la tuyère.

D'un point de vue purement géométrique, cathode et anode ont été montées de façon à être strictement coaxiales. En pratique on constate, après démontage d'une cathode ayant produit un jet de plasma excentré, que la tache cathodique, surface fondue superficiellement, de quelques millimètres carrés, à la pointe de la cathode en contact direct avec la colonne d'arc, n'a pas une répartition symétrique. Son diamètre apparent pouvant atteindre 2 à 3 mm, si l'angle au sommet du cône terminal de la cathode est grand, on conçoit facilement qu'avec un diamètre

de tuyère de l'ordre de 5 mm, une légère dissymétrie de la tache cathodique entraîne une excentration importante du jet.

Un critère favorable de centrage du jet semble donc être la diminution du rapport δ_{TC}/D , où δ_{TC} est le diamètre apparent de la tache cathodique et D celui de la tuyère. On vérifie en effet que la diminution du demi-angle au sommet du cône de 40 à 20° et l'augmentation de diamètre de la buse de 5 à 7 mm permettent d'améliorer le centrage de façon très sensible (cf. fig. 2.4 (a)).

Nous avons fait des essais de centrage par écoulement tourbillonnaire. Le passage total d'un mode de stabilisation à l'autre ne pouvait s'effectuer, sans révision complète de la conception de notre appareil, que par remplacement du porte-cathode à rainures longitudinales par une pièce similaire portant deux rainures hélicoïdales (cf. fig. 2.4 (b)).

Le centrage du jet de plasma reste très bon même avec des diamètres de buse de l'ordre de 5 mm.

De même nous avons testé avec succès un mode de stabilisation mixte : une fraction du gaz plasmagène est introduite longitudinalement, une autre tangentiellement au niveau du convergent de la tuyère.

Par contre, en projection avec injection radiale des grains (cf. § 2.2.1) on constate que la stabilisation par Vortex est très défavorable à un bon centrage du jet de poudre.

En introduisant les grains au niveau du convergent, le jet de grains a une excellente définition géométrique ; par contre les électrodes, en particulier la cathode, étaient fortement endommagées après quelques secondes de fonctionnement.

Enfin une injection axiale de la poudre comme dans les fours à plasma à induction HF ne pouvait être envisagée sur notre appareil en raison de son principe et surtout de ses dimensions.

Ces différents essais nous ont conduit à adopter les conditions opératoires suivantes :

- cathode conique de demi angle au sommet 20°
- extrémité de la cathode dans le plan d'entrée de la partie cylindrique de la tuyère
- diamètre de la tuyère : 7 mm
- écoulement de gaz longitudinal, stabilisation par gaine gazeuse
- injection radiale des grains.

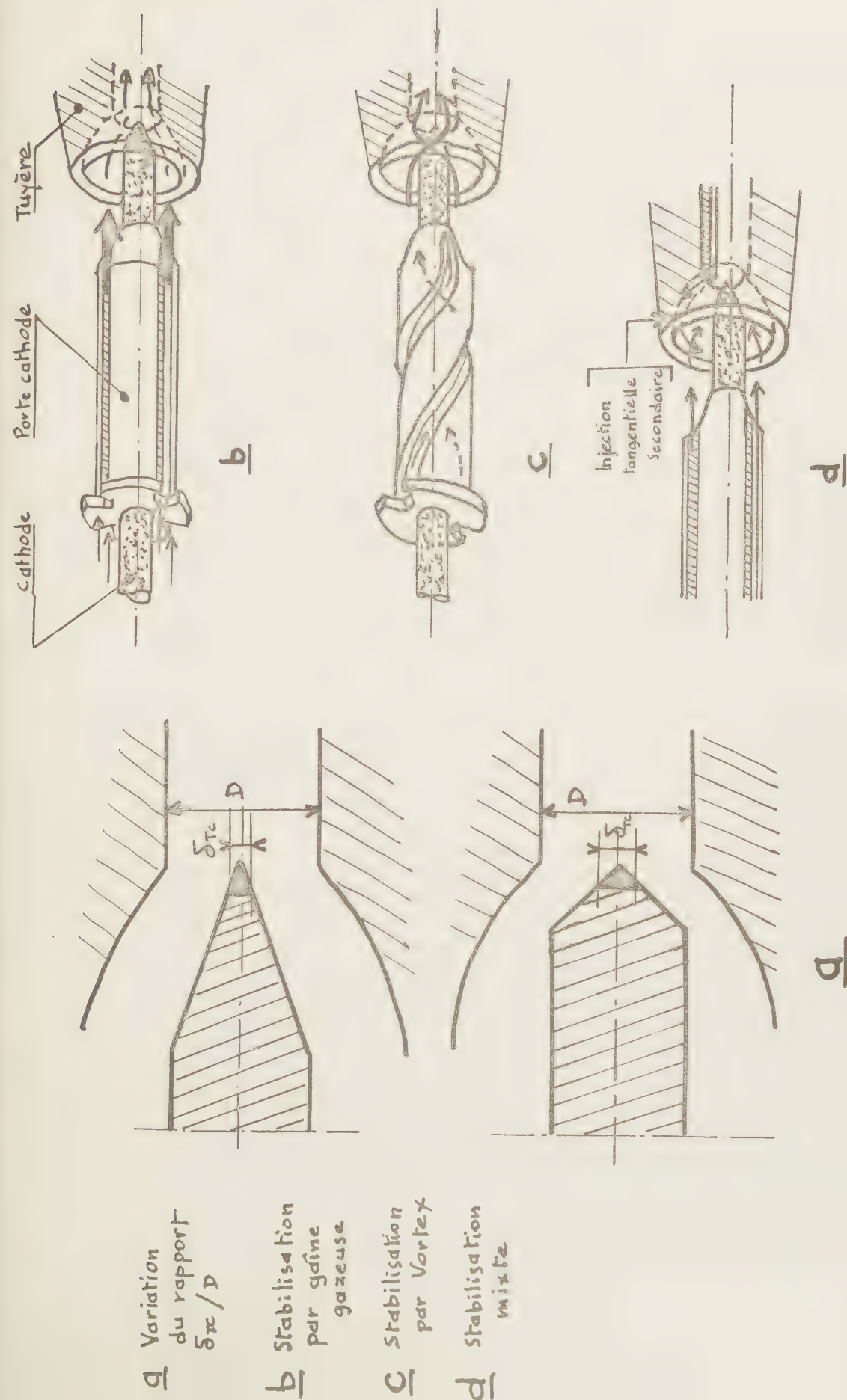


Fig 2.4. ÉTUDE SYSTÉMATIQUE
des
CONDITIONS OPÉRATOIRES

ETUDE DES TRANSFERTS ENTRE LE GAZ ET LE MILIEU AMBIANT

3.1 - DESCRIPTION QUALITATIVE D'UN JET DE PLASMA

Deux zones peuvent être différenciées tant par leur fonction et leur position que par les possibilités d'études.

D'une part, la source d'énergie, localisée à l'intérieur de la buse, inaccessible à des mesures locales ; le gaz qui la traverse assure simultanément les fonctions de conducteur électrique, de stabilisateur de la colonne d'arc soufflée et d'échangeur de chaleur avec l'extérieur (parois de la buse et air ambiant). Elle n'est contrôlée que par des mesures globales. Sa géométrie particulière - rapport longueur sur diamètre L/D faible - les gradients énormes de température et de vitesse qui s'y développent, et la nature du fluide en écoulement, rendent l'étude théorique et le calcul des conditions de l'écoulement extrêmement compliqués. Signalons par contre, que le calcul devient possible et contrôlable par l'expérience dans le cas d'écoulements laminaires dans des tubes à parois isolantes (9,10,29,43) avec des valeurs suffisamment importantes du rapport L/D . Les seules grandeurs internes mesurables dans notre appareil sont les débits globaux de matière et d'enthalpie, ainsi que les grandeurs électriques moyennes (tension, intensité) et les pressions.

D'autre part, le jet libre de gaz partiellement ionisé qui sort à grande vitesse (quelques centaines de mètres par seconde) haute température (10000° - 15000°) dans l'air froid et au repos ; on peut y pratiquer les mesures ponctuelles compatibles avec ses dimensions réduites et sa température élevée.

- Mesure directe des températures par des méthodes optiques (spectroscopie, interférométrie), électriques (sonde de langmuir), calorimétriques. Ces différentes méthodes atteignent selon les cas, les températures des différentes espèces présentes dans le plasma.

Certains auteurs ont montré par le calcul (13,14) ou l'expérience (15,16) que l'équilibre thermodynamique est pratiquement réalisé. Ces mesures ne sont cependant ni très concordantes, ni très précises : en particulier les mesures de conductivité thermique à partir de profils expérimentaux de températures sont divergentes (22) (incertitude de l'ordre de 20 %).

- Mesure directe de la vitesse du gaz à partir du déphasage entre les signaux de deux photo-multiplieurs lorsque l'intensité lumineuse est modulée (17,18) ; cette méthode est surtout utilisée sur des jets laminaires ; mesure de la vitesse à l'aide d'une caméra à fente à grande vitesse (19,20).

- Mesure de grandeurs dépendant à la fois de la vitesse et de la

.../...

température : mesures locales de pression dynamique avec un tube de PITOT refroidi immobile (11) ou en mouvement transversal rapide combiné à un capteur à court temps de réponse (21) ou de poussée exercée sur un obstacle en mouvement transversal rapide (22) ; mesures globales de la poussée résultante sur la tête de torche (15), du débit de quantité de mouvement par intégration des mesures locales avec le tube de PITOT (54,55), ou du produit σV (σ est la conductivité électrique, V la vitesse du gaz) par une mesure du courant induit dans une bobine électromagnétique (23, 72). Citons également la méthode originale de GOTTSCHLICH qui calcule des vitesses locales à partir des profils expérimentaux de température et de l'équation de bilan thermique ⁽⁺⁾ (71).

3.2 - ETUDE GLOBALE DE LA SOURCE DE CHALEUR

3.2.1 - Définition et reproductivité d'un point de fonctionnement

Les paramètres d'action sont la géométrie de la torche, la nature du gaz, son débit et l'intensité électrique qui le traverse. Dans le cas d'un plasma d'argon et avec la géométrie définie au § 2.2, une situation de fonctionnement est donc à priori définie par le débit massique q et l'intensité moyenne $\bar{I}$. En outre, on mesure la tension moyenne $\bar{V}$ aux bornes de la torche, donc la puissance dissipée $W_D = \bar{V} \times \bar{I}$, ainsi que la puissance calorifique W_P transférée aux parois et emportée dans les eaux de refroidissement.

On peut déduire de ces mesures le rendement thermique global de la torche défini par :

$$R_t = \frac{W_D - W_P}{W_D}$$

ainsi que l'augmentation moyenne d'enthalpie spécifique du gaz :

$$\Delta \bar{H} = \frac{R_t W_D}{q}$$

Les trois grandeurs $\bar{V}$, R_t , $\Delta \bar{H}$ permettent de contrôler la reproductibilité du point de fonctionnement tout en donnant les indications globales sur les performances de l'appareil.

Pour préciser la définition de ces grandeurs nous avons analysé à l'aide d'un oscilloscope les valeurs instantanées de la tension et du courant.

3.2.2 - Caractéristiques électriques

Effectuée par EMMONS et LAND (9), l'étude théorique simplifiée et expérimentale d'un écoulement laminaire dans un tube long à parois isolantes leur a permis de prévoir et de mettre en évidence des caractéristiques tension-intensité présentant un minimum, la branche "basse

.../...

⁽⁺⁾ celui-ci fait intervenir (cf. § 3.3) à la fois la vitesse et des dérivées de la température locale.

intensité" étant en principe instable.

De même STOKES et KNIPE (24) avec un jet vraisemblablement turbulent et des intensités minimales pouvant descendre jusqu'à 30A présentent une caractéristique de même type.

Aucune des caractéristiques tracées par nous (cf. fig. 3.2.1) avec des buses de diamètre 5,5 et 7 mm ne présente cet aspect. Dans la gamme des intensités permises par le générateur ($> 140A$) le réseau se compose de courbes monotones décroissantes, quel que soit le régime, laminaire ou turbulent : la tension moyenne décroît quand l'intensité moyenne augmente et croît avec le débit de gaz.

SY (15) a tracé les réseaux de courbes $\bar{V}(\bar{I}, q)$ pour différents diamètres de buses (3,6 et 9 mm) ; pour le plus petit diamètre il trouve des courbes à minimum.

On peut justifier qualitativement ces résultats par le fait que la courbe réduite semi-théorique d'EMMONS et LAND relie en fait une grandeur proportionnelle au champ électrique, à une densité de courant réduite.

Dans ces conditions on conçoit que si le diamètre, donc la section, augmente de façon importante le minimum de la courbe tension-intensité se trouve déplacé vers des intensités beaucoup plus élevées. D'après l'analyse d'EMMONS et LAND, nous opérons donc dans la zone de fonctionnement de médiocre stabilité.

De fait, on note fréquemment pour une intensité moyenne imposée des décroissances de quelques volts de la tension mesurée, celle-ci se stabilisant au bout de quelques minutes ; alors que dans le même temps la puissance transférée à la paroi varie assez peu.

Une autre caractéristique de ces courbes est la variation assez faible de la tension (10 à 30 %) pour des variations importantes de l'intensité (140-600A). En première approximation la résistance électrique moyenne varie comme $1/\bar{I}$.

3.2.2.2 - Caractéristiques instantanées - Effet réactif du plasma

Le courant délivré par le générateur au chalumeau étant redressé en pont double alternance à partir d'une alimentation triphasée 220/380 le taux de modulation de l'intensité devrait être de l'ordre de $\pm 7\%$ et la fréquence apparente de modulation de 300 Hertz. Nous avons fait une étude systématique sur oscilloscope de la tension et du courant instantanés dans la torche pour des débits d'argon variant entre 0,4 et 1,6 g/s et pour des puissances dissipées W_D de 2,5 à 10 KW.

Les résultats (cf. fig. 3.2.2) mettent en évidence deux sortes de fluctuations : d'une part une modulation basse fréquence (100 Hertz), sensible surtout sur l'intensité, à taux de modulation élevé ($\pm 25\%$), due vraisemblablement à un déséquilibre entre phases au niveau de l'alimenta-

.../...

Fig: 3.2.1

Caractéristiques	moyennes
Tension	Intensité
⊙ $q = 1,962 \text{ g/s}$	⊙ $q = 0,175 \text{ g/s}$
Δ $q = 1,276 \text{ g/s}$	X $q = 0,644 \text{ g/s}$



Voltage

I ampères

100 200 400 800

tion, d'autre part des fluctuations haute fréquence de la tension sans effet notable sur l'intensité ; la fréquence la plus probable ne dépend pas de façon sensible du débit et de la puissance et reste de l'ordre de 5 kilo Hertz (cf. fig. 3.2.3).

La puissance moyenne apparaissant comme une caractéristique très mauvaise d'une situation de fonctionnement nous avons tenté de stabiliser le plasma en montant en parallèle sur le générateur des batteries "tampon" de grande capacité (240 A-h). De fait la tension se trouvait stabilisée à 1 volt près ; par contre l'intensité subissait des fluctuations à plus haute fréquence et de grande amplitude en raison de la génération des fluctuations rapides de tension à l'intérieur de la torche, déséquilibrant en permanence le système, les batteries étant amenées à fournir ou à recevoir des pointes d'intensité de l'ordre de 100 à 200 A.

Dans une autre série d'essais, nous avons alimenté la torche sur batterie seule ; ceci élimine évidemment la modulation d'intensité à 100 Hz, mais nous avons observé que les fluctuations "rapides" de tension subsistent ; elles sont donc une caractéristique propre à l'écoulement turbulent du gaz ionisé dans la tuyère.

Ces dernières années une polémique a pris naissance parmi quelques auteurs anglo-saxons (3,4,5,6,7) quant à la nature et à l'origine de ces fluctuations. Certains ont remarqué que ces phénomènes semblent n'apparaître que si l'on utilise des électrodes endommagées et que la fréquence dépend assez peu du gaz plasmagène. Ces études avaient pour but de valider ou d'infirmer les mesures de température par spectroscopie et de préciser le sens de la "valeur moyenne" des intensités de raies mesurées : en particulier ; ADCOK (7) a mis en évidence deux modes de fluctuations des intensités spectrales de deux raies d'émission de l'argon (4181 et 4300 Å), l'un à 300 Hertz, l'autre à 2 KHz, fluctuation dont l'amplitude peut atteindre $\pm 25\%$, soit des variations de température électronique de $\pm 12\%$.

Il semble difficile de tirer des conclusions convaincantes de l'ensemble de ces résultats ; lors de nos expériences les paramètres d'action ont été successivement modifiés sans arrêt du chalumeau, dans ces conditions les anodes souffrent assez peu, par contre les cathodes doivent être rectifiées après usage.

Quant à l'amplitude de ces fluctuations que nous qualifierons de turbulentes (cf. § 3.2.3), elle varie qualitativement comme le bruit (qui peut être très intense) issu de la torche et qui est un des critères de transition (25,70) d'un régime dit laminaire, silencieux, à un régime turbulent : la valeur moyenne de l'amplitude prise sur des temps de l'ordre de 10^{-3} sec., croît avec le débit et décroît à puissance croissante, pour devenir indécélable à petit débit et grande puissance (cf. fig. 3.2.4).

Sur un oscillogramme, on peut définir des courbes moyennes de tension et d'intensité (cf. fig. 3.2.5). A l'examen de ces courbes, il est clair que le plasma est un bon stabilisateur de tension ; en effet,

.../...

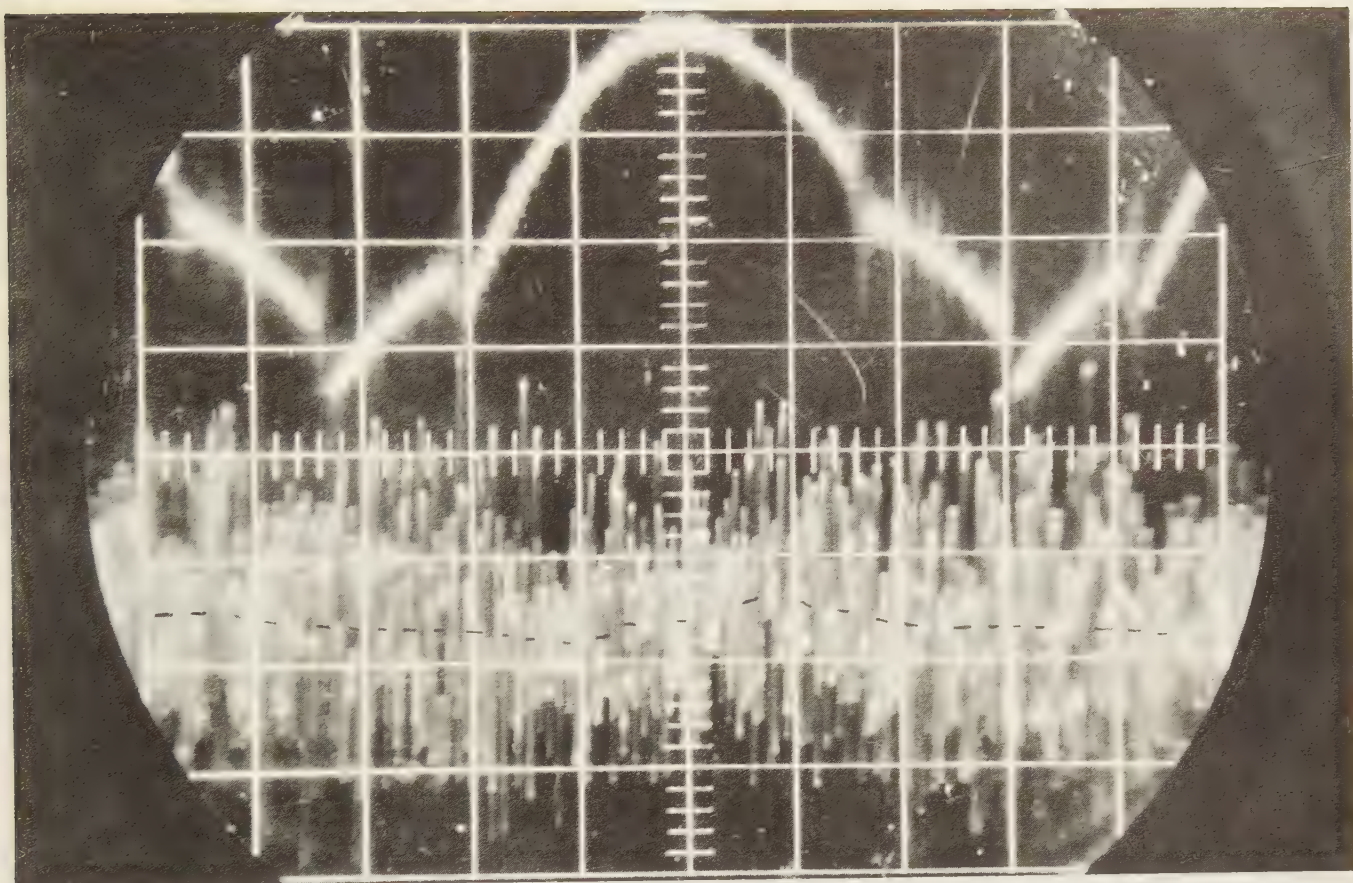
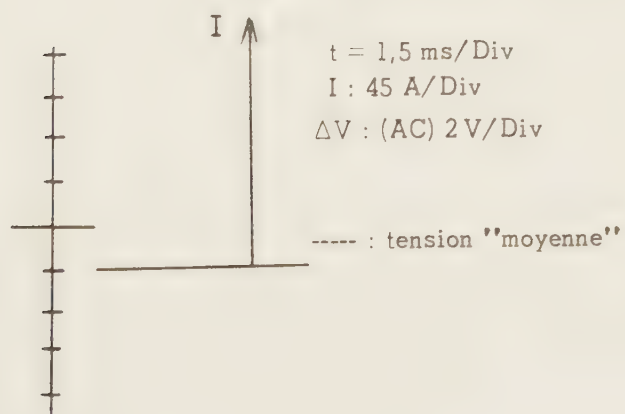


Fig. 3.2.2 Tensions et Intensités instantanées

$$\bar{I} = 140 \text{ A} , \quad \bar{V} = 27 \text{ V} , \quad q = 1,93 \text{ g/s}$$



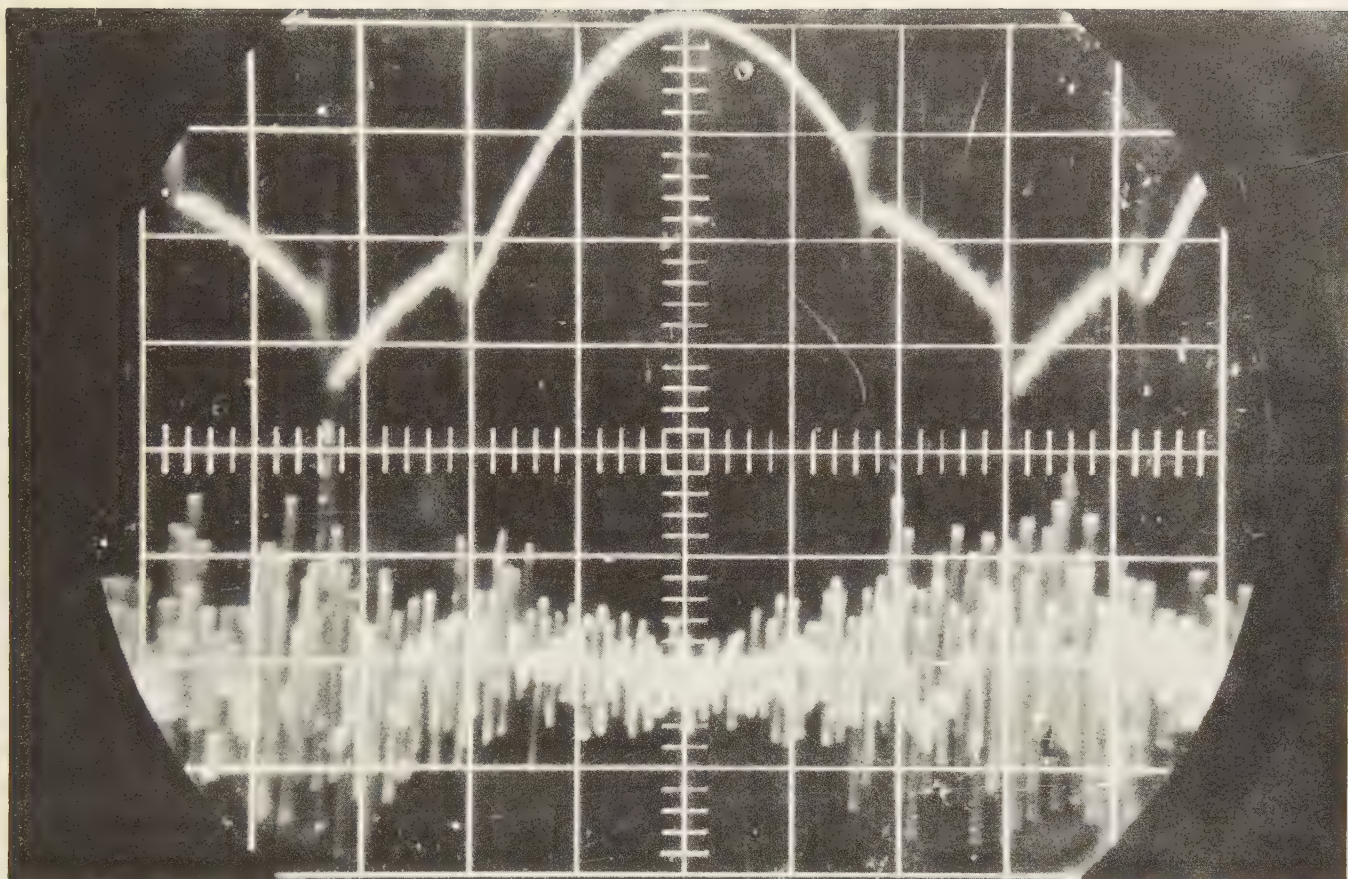
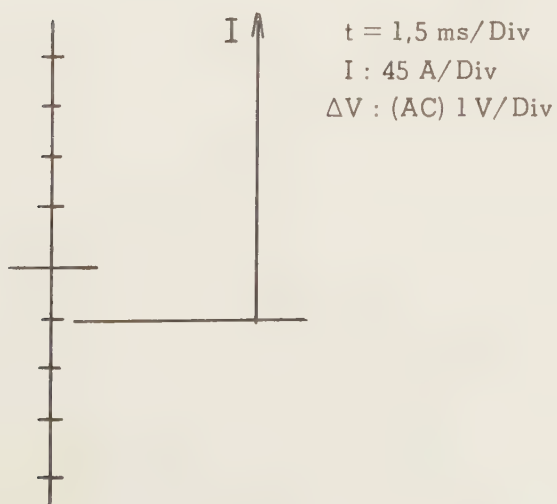


Fig. 3.2.2 bis Tensions et intensités instantanées

$$\bar{I} = 140 \text{ A} , \quad \bar{V} = 21 \text{ V} , \quad q = 0,65 \text{ g/s}$$



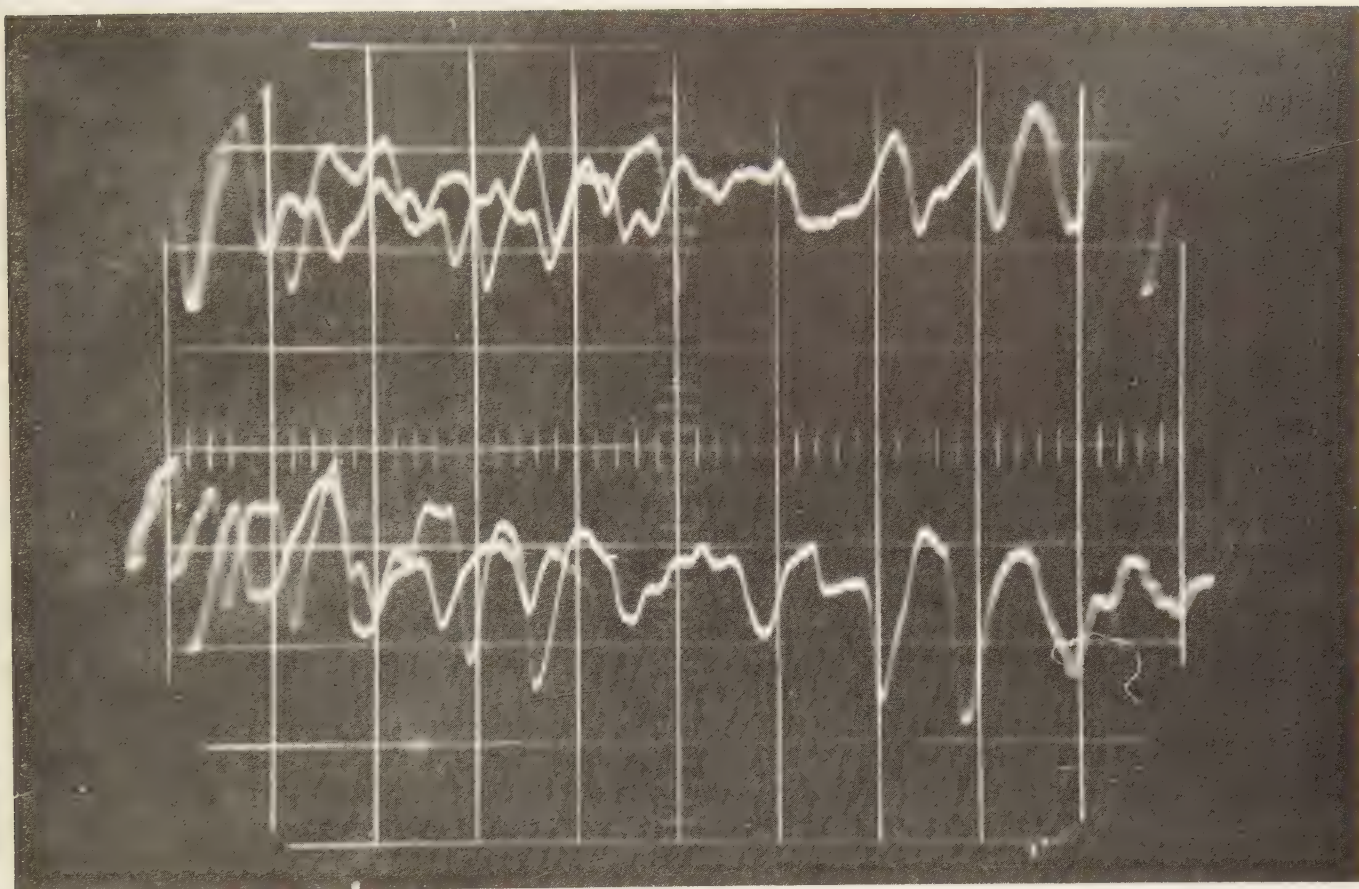


Fig. 3.2.3 Exemples d'oscillogrammes des fluctuations turbulentes

$$\bar{I} = 140 \text{ A} , \quad \bar{V} = 24 \text{ V} , \quad q = 1,22 \text{ g/s}$$

$$t : 0,2 \text{ ms/Div} ; \quad \Delta V = 2 \text{ V/Div}$$

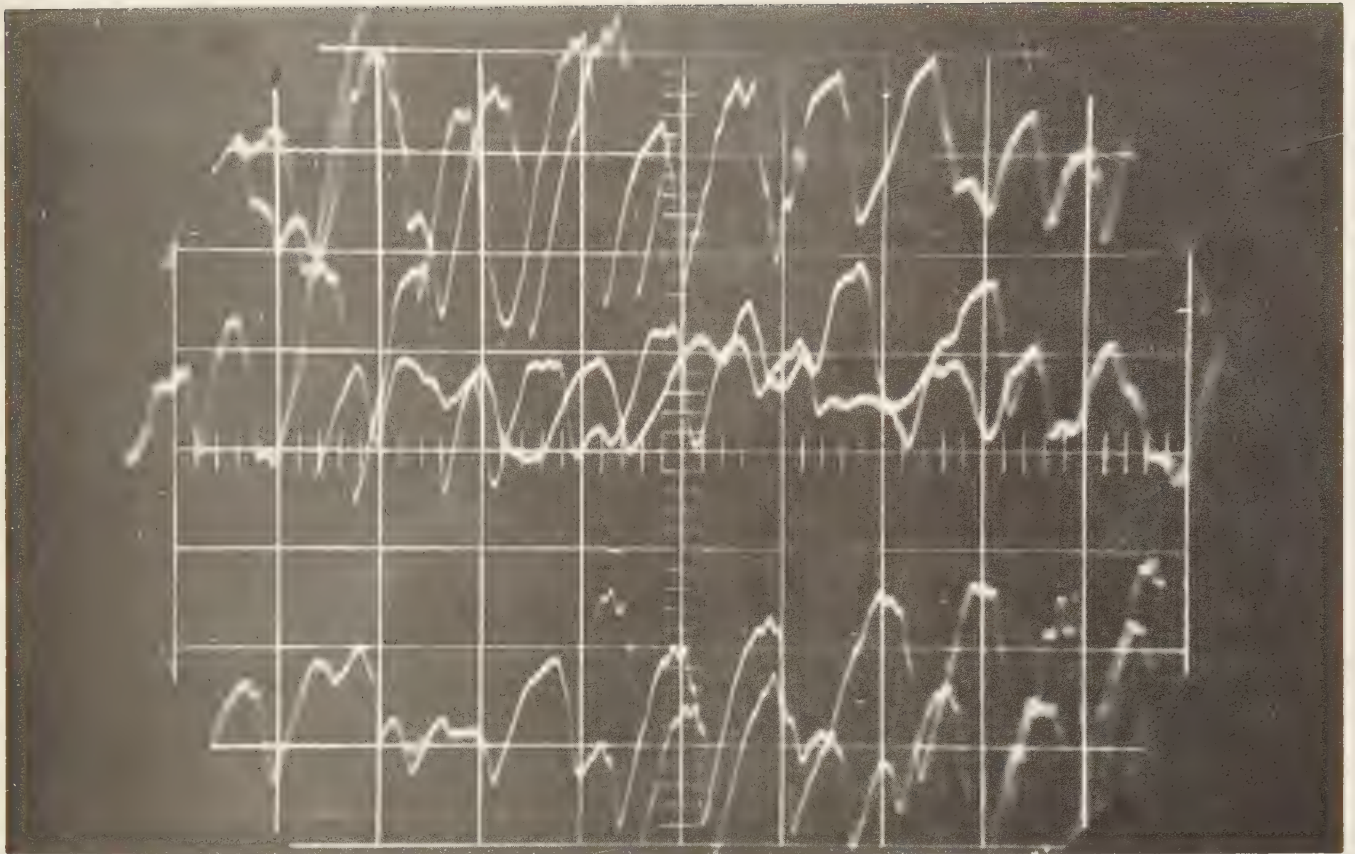


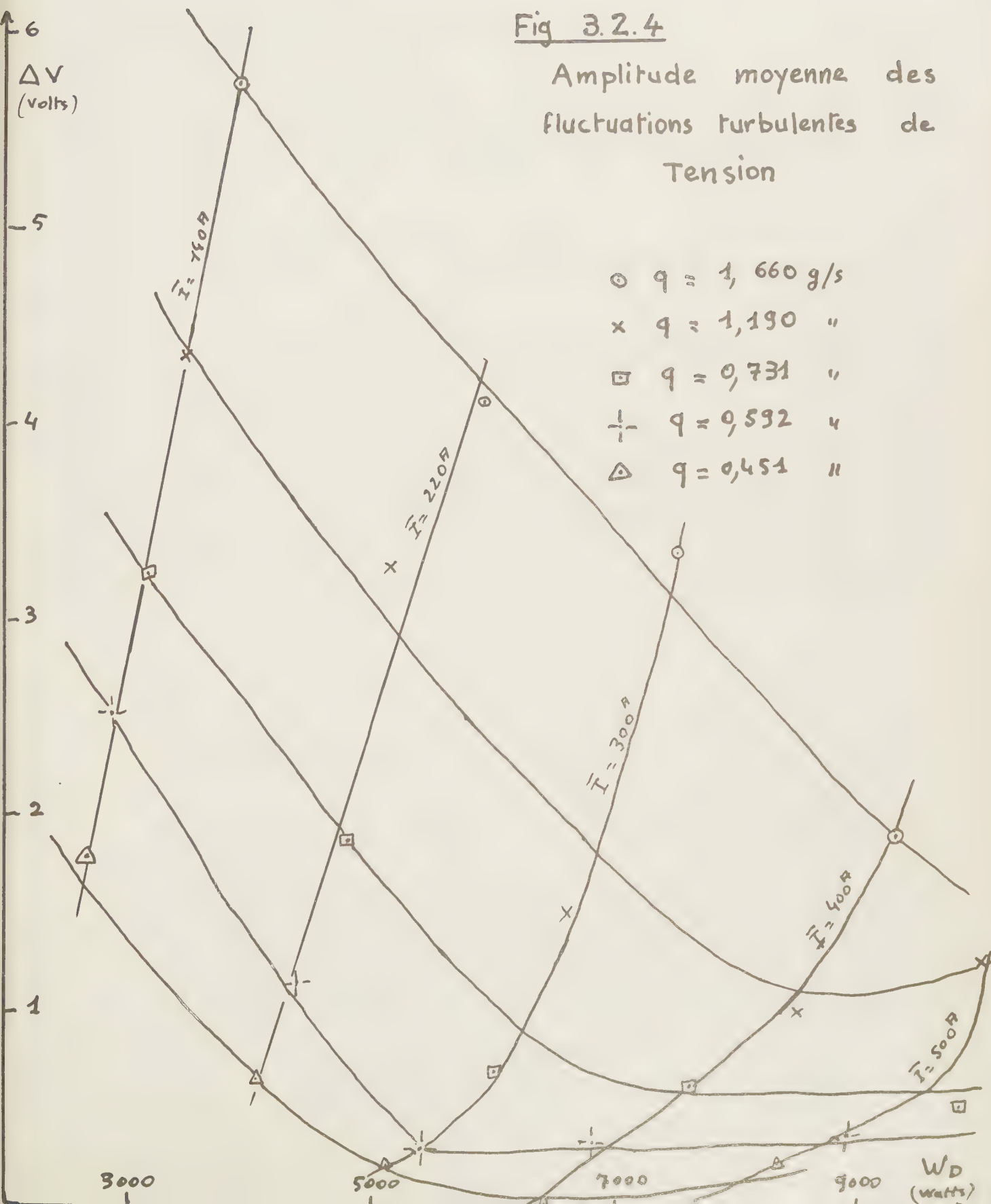
Fig. 3.2.3 bis Exemples d'oscillogrammes des
fluctuations turbulentes

$\bar{I} = 140 \text{ A}$, $\bar{V} = 24 \text{ V}$, $q = 1,22 \text{ g/s}$

$t : 0,2 \text{ ms/Div}$; $\Delta V = 2 \text{ V/Div}$

Fig 3.2.4

Amplitude moyenne des
fluctuations turbulentes de
Tension



la courbe de tension moyenne aux bornes de la torche, très plate, est la réponse du plasma au signal d'intensité moyenne, au taux d'ondulation élevé, caractéristique du générateur.

Le conducteur gazeux a donc un comportement réactif non négligeable ; les effets semblent être de nature capacitive puisque la réponse à la fluctuation basse fréquence de grande amplitude est de très faible amplitude alors qu'à de très faibles variations haute fréquence de l'intensité, correspondent des variations importantes de la tension.

3.2.3 - Etude du rendement thermique

3.2.3.1 - Etude bibliographique, commentaires sur les résultats antérieurs

L'expérience (15,24,26,27) permet de vérifier le résultat intuitif que l'enthalpie spécifique moyenne croît à puissance croissante et débit gazeux décroissant et d'établir par ailleurs que le rendement thermique R_t croît avec le débit.

Les auteurs cités admettent d'autre part que, à débit constant, l'effet des variations de la puissance sur le rendement est masqué par l'incertitude sur la mesure. En fait nous avons toujours noté une décroissance du rendement lorsque la puissance augmente ; cette décroissance, il est vrai, est d'une évaluation quantitative difficile.

SY (15) propose la corrélation suivante, basée sur deux séries de mesures à débit constant et à puissance constante :

$$\Delta \bar{H} = A W_D q^{-n}$$

d'où

$$R_t = \frac{q \Delta \bar{H}}{W_D} = A q^{1-n}$$

A et n étant à priori fonctions de la géométrie de la torche et du mode de stabilisation (Vortex ou gaine gazeuse).

Ces formules qui donnent en général des résultats à $\pm 5 \%$ et qui sont directement utilisables à partir des paramètres d'action présentent le triple désavantage :

- d'être totalement empiriques, la variation de A et n avec la géométrie est inconnue
- de ne pas traduire l'influence de la puissance sur le rendement thermique
- et secondairement de donner des rendements supérieurs à 1 pour des débits élevés (d'ailleurs inaccessibles à l'expérimentation)

3.2.3.2 - Analyse dimensionnelle

Le bilan global de l'échangeur de chaleur permet d'écrire :

.../...

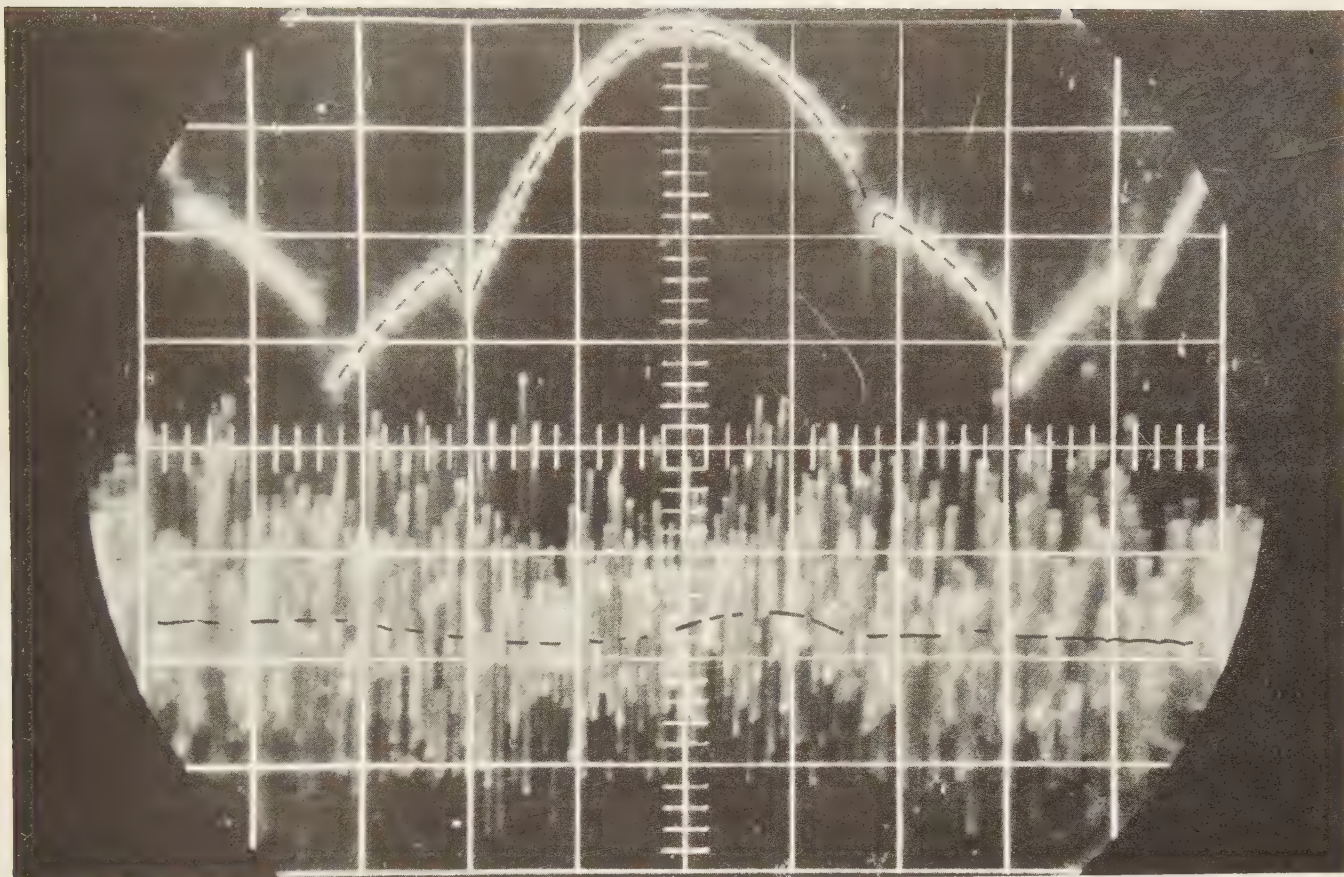


Fig. 3.2.5 Variations des Valeurs "moyennes"
de la tension et de l'intensité

(Cf. fig. 3.2.2)

$$q \Delta \bar{H} = W_D - W_p \quad (1)$$

où W_p est la puissance calorifique transférée à la paroi cylindrique de l'anode de longueur L et de diamètre D .

On peut définir un coefficient global h de transfert entre le plasma à la température T_p et la paroi à la température T_o :

$$W_p = \bar{h} (\overline{T_p - T_o}) \Pi DL \sim \bar{h} \beta \frac{\Delta \bar{H}}{C_p} \Pi DL \quad (2)$$

β est un coefficient numérique qui permet de relier l'augmentation moyenne d'enthalpie spécifique du gaz après transit dans la tuyère à la valeur moyenne de l'écart local entre l'enthalpie du gaz dans le noyau et à la paroi.

Si nous introduisons les nombres adimensionnels de NUSSELT, PRANDTL et REYNOLDS :

$$Nu = \frac{h \cdot D}{\lambda} \quad Pr = \frac{\eta C_p}{\lambda} \quad Re = \frac{4 q}{\Pi D \eta}$$

l'expression (1) devient :

$$q \Delta \bar{H} = W_D - \beta \frac{Nu}{Re Pr} \frac{4 L}{D} q \Delta \bar{H} \quad (3)$$

Le groupement adimensionnel $Nu/RePr$ est l'analogue d'un critère de MARGOULIS (ou de STANTON chez les Anglo-saxons) et caractérise l'efficacité globale de la concurrence entre le transport diffusif à la paroi et le transport barycentrique.

d'où l'expression du rendement thermique :

$$R_t = \frac{q \Delta \bar{H}}{W_D} = \frac{1}{1 + Ms \frac{4L}{D} \beta} \quad (4)$$

soit encore :

$$\frac{1 - R_t}{R_t} = \beta \frac{Ms \frac{4L}{D}}{D} \quad (5)$$

Dans le cas d'un tel échange de chaleur entre un fluide où les diffusivités varient grandement avec la température, BIRD (28) propose une corrélation du type :

$$Ms = f \left(Re, Pr, \frac{L}{D}, \frac{G}{G_o} \right)$$

où G est une grandeur caractéristique variant avec la température, par exemple la viscosité ou la conductivité thermique.

Dans un plasma d'Argon, le nombre de PRANDTL est sensiblement constant, par ailleurs l'évaluation de la température "moyenne" et de la température à la paroi est tellement arbitraire que pour une même situation expérimentale seul l'ordre de grandeur du rapport $\bar{G}/G_o$ a un sens et peut être évalué.

.../...

Nous limiterons donc notre étude à l'établissement d'une corrélation simple du type :

$$M_s = a Re^{-n} g\left(\frac{L}{D}\right)$$

3.2.3.3 - Etude expérimentale

a) Influence du Nombre de REYNOLDS

Pour la géométrie définie au § 2.2, une longueur de buse de 16 mm, des débits d'Argon échelonnés entre 0,06 et 2 g/s et des puissances de 2,5 à 10 KW, nous avons évalué en faisant varier systématiquement ces deux paramètres, le rendement thermique et l'enthalpie spécifique moyenne. Nous avons reporté sur la figure 3.2.6 en coordonnées logarithmiques les valeurs du rapport :

$$K_t = \frac{R_t}{1-R_t}$$

en fonction du nombre de REYNOLDS

$$Re = \frac{4q}{\pi D \eta}$$

où η est la viscosité cinématique calculée à la température correspondant à l'enthalpie spécifique moyenne expérimentale.

Le mode de présentation des résultats expérimentaux étant assez rudimentaire, on obtient un nuage de points. On remarque cependant qu'il est limité supérieurement par deux droites de pente 1 à 0,24, la cassure apparaissant pour $Re \sim 190$; les points situés sur ces droites correspondant aux plus faibles valeurs de la puissance à un débit donné, leurs coordonnées satisfont à l'équation approchée :

$$K_t^* = \frac{R_t^*}{1-R_t^*} = b Re^n \quad (7)$$

	b	n
Re < 190	$4,4 \cdot 10^{-3}$	1
Re > 190	0,23	0,24

Ce résultat expérimental combiné à l'analyse oscillographique et à l'observation du jet qui devient "laminaire" (silencieux, flamme longue) pour des valeurs du nombre de REYNOLDS inférieures à 180 - 200 met en évidence l'existence d'une transition entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent. La plupart des auteurs signalent une telle transition pour les jets à des valeurs de Re de même ordre (70,17).

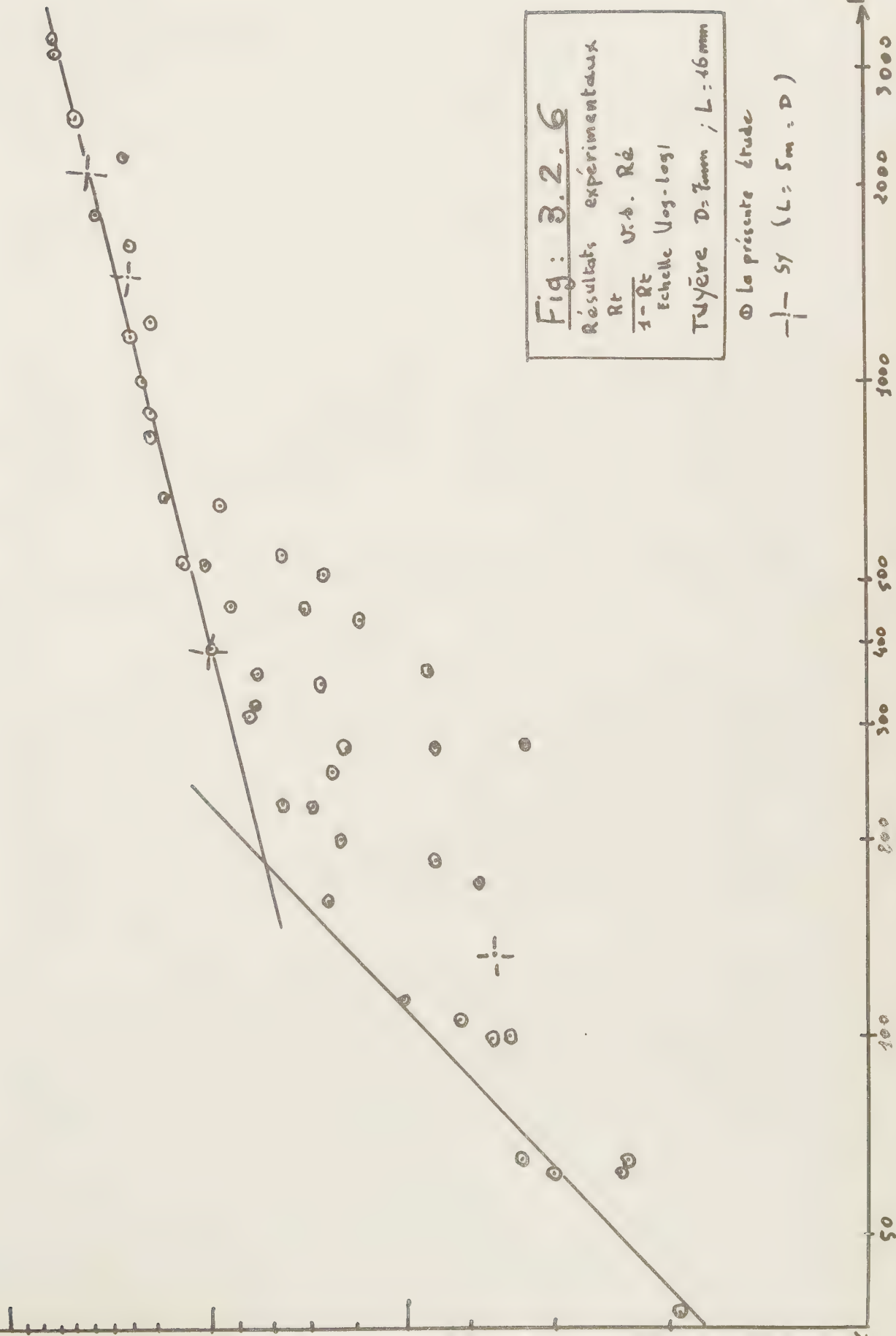
SY (15) arrive à une conclusion similaire sur le régime d'écoulement dans la tuyère à la suite de mesures de pressions locales dans une tuyère à long col.

b) Influence du rapport L/D

Lors de l'étude des conditions de fonctionnement, une série de mesures similaires mais limitée à une gamme plus restreinte de débits et

.../...

$1 - R_t$



3.7 bis

R_t

de puissances nous avait conduits à déterminer K_t^* (Re) pour 4 longueurs de buse (9,6-12,6-15,6-17,6 mm) à diamètre constant (5,5 mm), le jet étant stabilisé par Vortex. Nous avons constaté qu'à longueur croissante et REYNOLDS constant, K_t^* ne commence à décroître que pour des valeurs de L/D supérieures à 2,5. Ces résultats sont présentés sous forme adimensionnelle sur la figure 3.2.7.

Ils corroborent quelques mesures qualitatives de SY (15) qui après une série complète d'expériences avec un col de 5 mm de long avait testé une tuyère de 21 mm ayant le même diamètre de 5 mm ; la variation du rendement semblait en effet ne dépendre que faiblement du rapport L/D.

c) Comparaison avec les résultats de SY

Nous avons également reporté les résultats présentés par SY (15) dans le même système de coordonnées K_t (Re), ils se comparent très bien aux nôtres ; en particulier on verra, sur la figure 3.2.6 la concordance entre les points K_t^* (Re) déduits de nos mesures et de celles de SY. Nos expériences ont été effectuées avec une buse de 16 mm de long et 7 mm de diamètre soit pour une valeur 2,3 du rapport L/D, alors que celui-ci à la valeur 1 dans les expériences de SY. Ce fait semble en accord avec les résultats du § b.

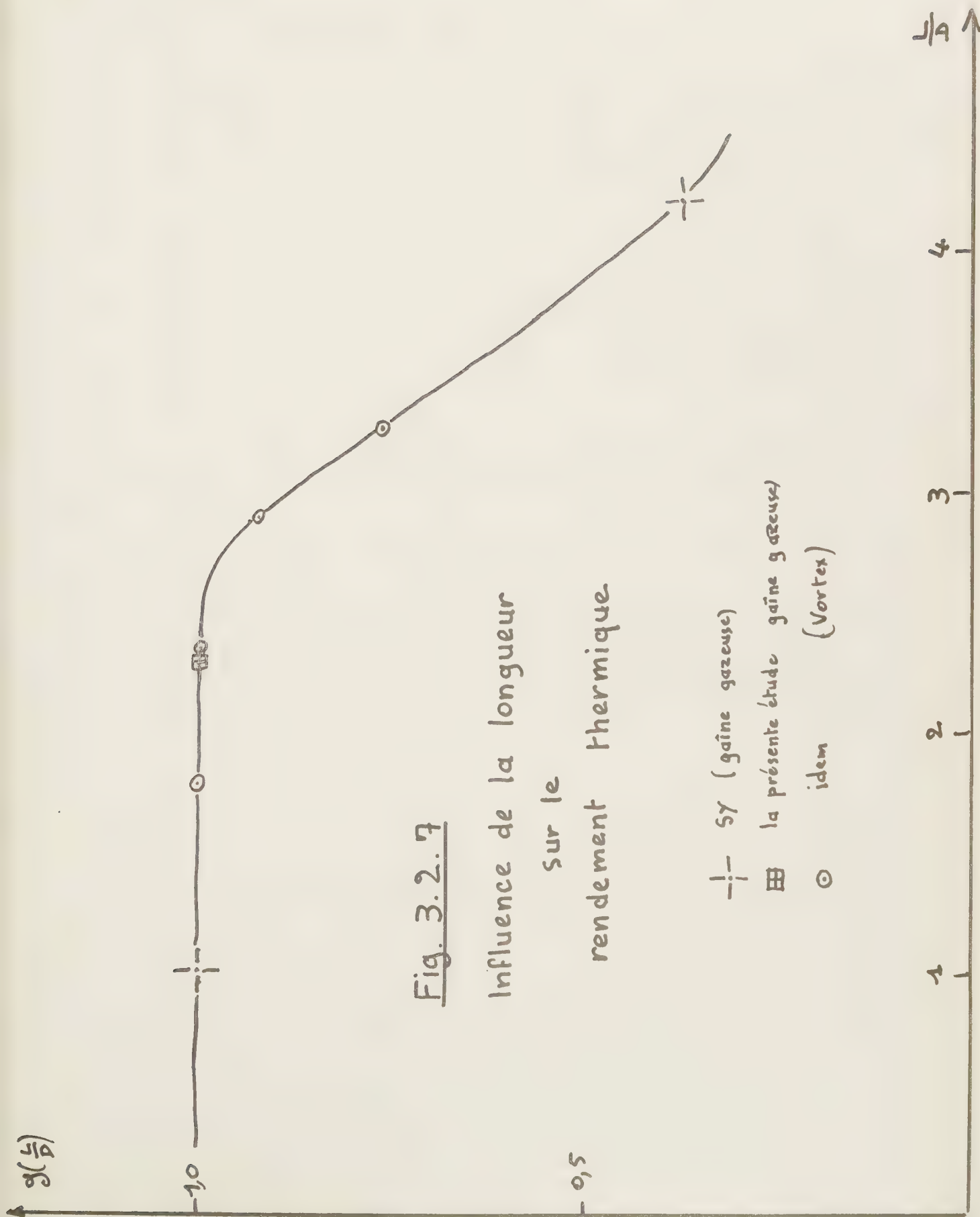
Bien plus, l'extrapolation grossière des résultats de ce paragraphe permet de prévoir à 5 ou 10 % près les résultats obtenus par lui avec la tuyère de 21 mm (L/D = 4,2).

d) Discussion des résultats

Malgré la très bonne précision des mesures expérimentales (1 % sur chaque grandeur) il apparaît que la forme des relations (différences de nombres de même ordre) et la définition médiocre d'une situation de fonctionnement (instabilités, oscillations) créent une incertitude pouvant atteindre 5 % sur la valeur du rendement, insuffisante cependant pour justifier la dispersion des résultats, celle-ci est due plus vraisemblablement à la simplicité de la corrélation. En particulier, nous avons pris la précaution de changer la cathode entre deux séries de mesures à puissance constante, les séries ainsi obtenues sont assez cohérentes par contre la variation du rendement avec la puissance à débit constant faisant intervenir toutes les séries est difficile à analyser avec précision.

La présente corrélation valable en toute rigueur pour une torche à plasma d'argon de géométrie interne semblable à celle définie au § 2.2 équipée d'une tuyère de diamètre et de longueur quelconque (avec L/D jusqu'à 4 ou 5) stabilisée par gaine gazeuse ne peut donc pas permettre de prédire à mieux que 5 % près le comportement thermique de l'appareil. Dans le domaine de la précision elle n'est pas meilleure que celle de SY, par contre nous avons vu qu'elle est directement applicable à des écoulements issus de torches de dimensions variables.

.../...



e) Influence du rayonnement

Dans le bilan du § 3.2.3.2 nous n'avons pas tenu compte explicitement des pertes par rayonnement qui dépendent fortement de la distribution des températures, on pourrait penser en particulier que le rendement maximal à un Nombre de REYNOLDS donné correspond aux seules pertes par conduction-convexion et que, la température croissant avec la puissance, la contribution relative du rayonnement va en augmentant.

Nous avons utilisé pour ces mesures un calorimètre à bain d'huile dont le principe sera décrit au § 5.3. Disons simplement que ce dispositif peut être utilisé pour mesurer isolément la puissance calorifique transférée à travers un orifice coaxial au jet percé dans une plaque plane refroidie située à différentes distances de la tuyère. Un schéma simplifié du dispositif est présenté sur la figure 3.2.8. L'orifice étant d'abord isolé du plasma, on laisse la température du bain se stabiliser ; lorsqu'on expose au contraire le calorimètre, la température monte ; la pente à l'origine de la courbe température-temps est une mesure relative de la puissance reçue.

Outre un ordre de grandeur de la puissance totale rayonnée par le plasma, nous désirions évaluer l'importance relative de la puissance radiative et de la puissance apportée par conduction-convexion au calorimètre.

Il est en effet possible de ne mesurer que la puissance rayonnée en protégeant le calorimètre par une rondelle de verre.

Nous avons cherché à évaluer grossièrement la variation de la puissance radiative Q_r reçue par le calorimètre lorsqu'on éloigne celui-ci de la flamme. Soient W_τ la puissance moyenne rayonnée par unité de volume de plasma, W_r la puissance totale rayonnée par le plasma, $d\tau$ un élément volumique de plasma émettant une puissance dQ_r vers l'orifice situé à la distance Z , Ω l'angle solide sous lequel cet élément de volume voit l'orifice de rayon r_0 :

$$dQ_r = W_\tau \Omega d\tau$$

$$Q_r = \iiint_{\tau} W_\tau \Omega d\tau$$

où τ est le volume apparent du plasma.

En première approximation l'angle solide Ω est simplement fonction de la distance Z :

$$\Omega \approx \Omega(Z) = 2\pi (1 - Z/\sqrt{Z^2 + r_0^2})$$

d'où

$$d\tau = \pi r_1^2 dZ$$

où r_1 est le rayon apparent du dard supposé cylindrique.

$$Q_r = W_r 2\pi^2 r_1^2 \ell$$

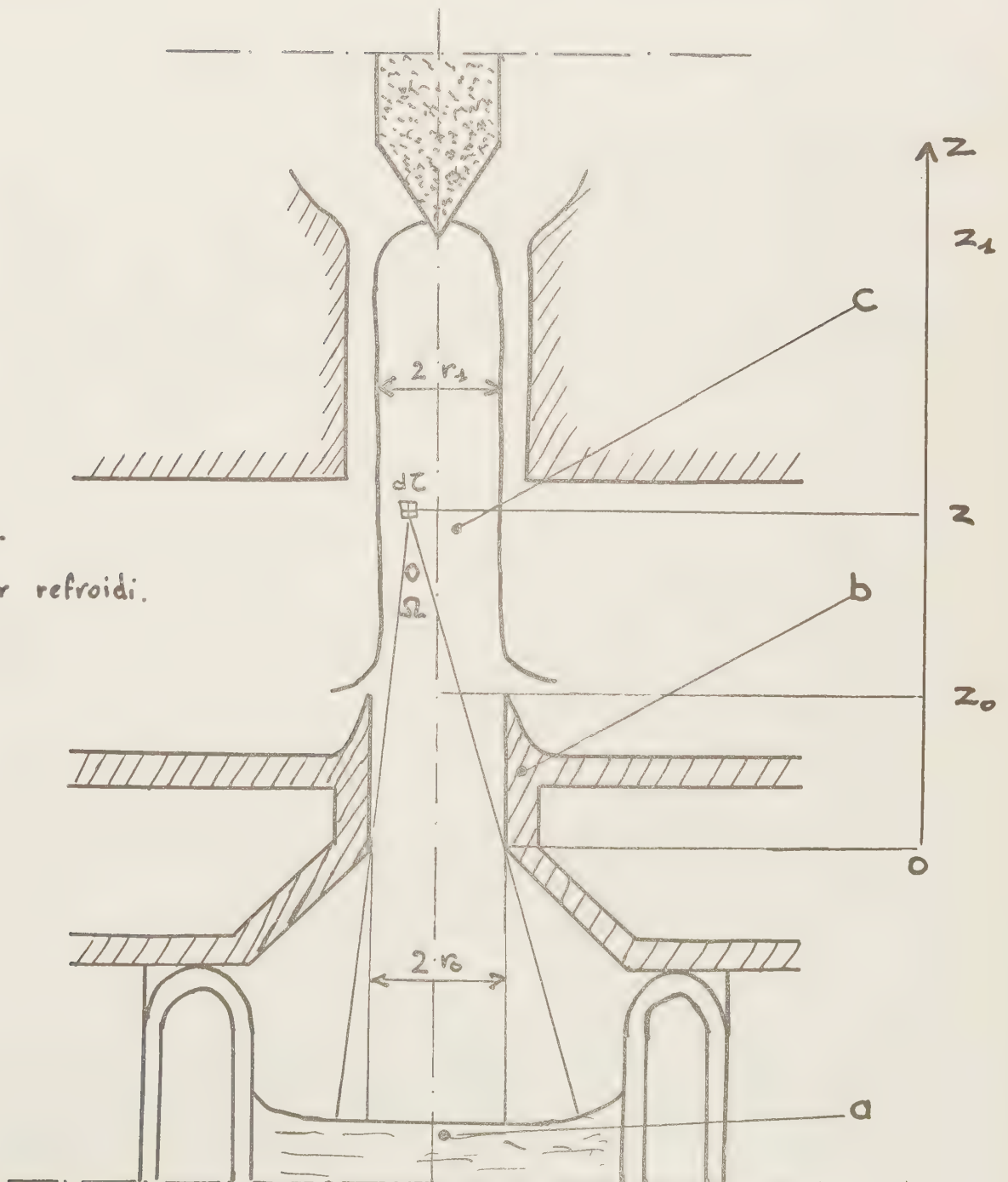
avec

$$\ell = (Z_1 - Z_0) - (\sqrt{Z_1^2 + r_0^2} - \sqrt{Z_0^2 + r_0^2})$$

.../...

Fig. 3.2.8. Schéma de Principe
des mesures de
Puissance rayonnée

a: huile.
b: bouclier refroidi.
c: dard.



Pour un débit d'argon de 0,92 g/s et une puissance de 3300 W nous avons mesuré à 5 distances de la buse la puissance totale Q_t et la puissance radiative Q_r reçues du plasma, et calculé les valeurs correspondantes du paramètre λ . Les résultats sont présentés sur la figure 3.2.9.

La constance du rapport Q_r/λ où Q_r est déterminée expérimentalement et λ calculé, justifie les hypothèses simplistes du calcul. Par ailleurs, on constate que, à distance buse-calorimètre décroissante, la contribution relative du rayonnement devient de plus en plus faible devant l'apport d'origine convective.

Nous verrons au chapitre 5 que cet effet est très gênant pour l'interprétation des mesures calorimétriques sur les grains.

Nous avons effectué des mesures similaires à plusieurs puissances et débits d'argon. Les résultats essentiels sont présentés dans le tableau 3.2.1 où l'on trouvera les valeurs expérimentales du débit q , de la puissance W_D , les valeurs calculées de l'enthalpie spécifique moyenne $\Delta\bar{H}$ de l'argon, du rendement thermique, du Nombre de REYNOLDS évalué comme au paragraphe (a), de la puissance rayonnée volumique W_T . Cette dernière grandeur étant fonction de la température, nous avons également reporté les valeurs correspondantes de la température tirées des résultats de ASINOVSKI et KIRILLIN (29). Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles mesurées spectroscopiquement en sortie de buse par différents auteurs (14,15).

TABLEAU 3.2.1

q g/s	W_D Watts	$\Delta\bar{H}$ cal/g	R_t	Re	W_r Watts	W_r/W_D	W_T Watts/cm ³	$T(W_T)$ ° K
0,92	3300	485	0,565	617	480	0,146	850	11300
0,92	5500	1005	0,528	493	645	0,115	1145	11500
0,45	5500	1250	0,429	312	767	0,140	1360	11750
0,45	7500	1665	0,418	278	1065	0,142	1890	11950
0,45	9500	1915	0,378	282	1490	0,158	2640	12250

RESULTATS DES MESURES DE PUISSANCE RAYONNEE

Nous avons fait ces mesures (assez qualitatives) pour tenter d'expliquer la décroissance du rendement thermique à REYNOLDS constant et W_D croissante par une augmentation de la puissance totale W_r rayonnée ; en fait, quand W_D varie de 5500 à 9500^W et pour des variations insignifiantes de $Re^{0,24}$, la diminution du rendement global est de 0,05 alors

.../...

Q_r, Q_t
(Watts)

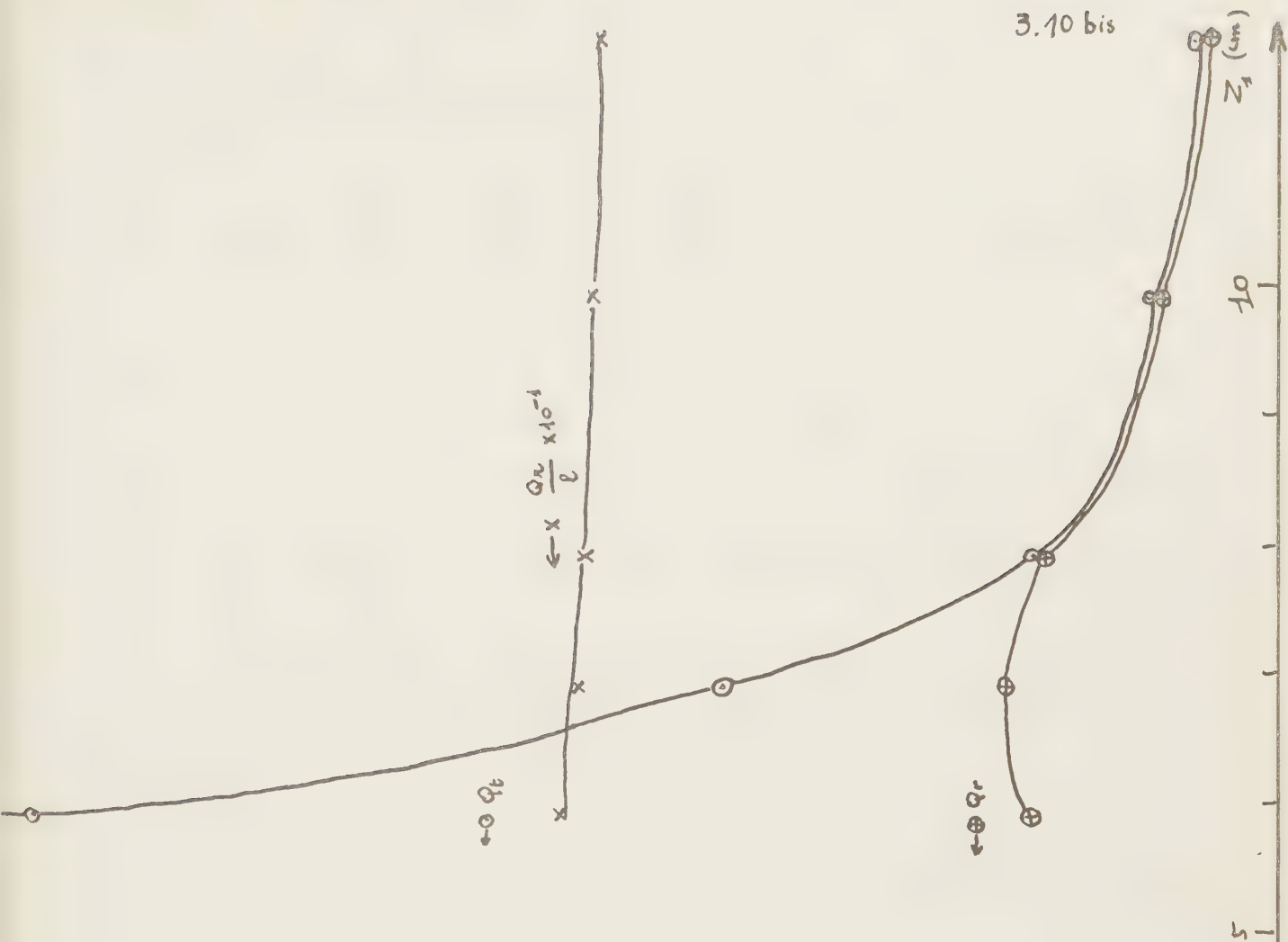
$$\frac{Q_r}{\ell} \text{ (watts/cm)} \times 10^{-1}$$

-1,5

-1

-0,5

Fig. 3.2.9. Mesures
de puissance reçue
du Plasma (Calorimètre à
huile)



que l'augmentation de W_r/W_D , perte relative totale par rayonnement (dans la buse + dans le dard) n'est que de 0,018.

Nous ne retiendrons donc que l'ordre de grandeur des pertes par rayonnement : 11 à 16 % de la puissance totale absorbée dans la torche. Cette évaluation complète les mesures de bilan thermique présentées dans les paragraphes précédents.

3.3 - ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DU JET DE PLASMA

3.3.1 - Généralités ; objectifs de l'étude

Nous avons entrepris l'étude du jet de plasma dans un double but :

- d'une part, pour préciser la nature et l'importance des transferts gaz-gaz de matière, enthalpie et quantité de mouvement entre le jet et l'air ambiant,

- d'autre part, pour interpréter les mesures de transferts de quantité de mouvement et de chaleur entre le gaz et les grains qui le traversent ; l'étude des transferts gaz-solide nécessite en effet, en tous points du champ de mesure, la connaissance de la vitesse, de la température et de la composition du gaz.

L'étude du mélangeage, turbulent ou laminaire, d'un fluide éjecté par une tuyère dans un autre fluide au repos a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux (11,12,45,46,47,48,49,50,73) ; les théories sont encore très imparfaites, par contre on connaît assez bien la structure du jet (11,12,25,38,39).

Dès sa sortie dans le milieu ambiant, le jet entraîne du gaz créant une aspiration ; le gaz ambiant va diffuser radialement dans l'écoulement ; ces transferts de quantité de mouvement et de matière peuvent s'accompagner de réactions chimiques et de transferts de chaleur. Plus précisément, si nous nous déplaçons le long de l'axe, nous rencontrons (cf. fig. 3.3.1) d'abord une zone de mélange constituée d'un noyau central dont les dimensions vont en s'amenuisant, entouré par une couche limite où se fait le mélangeage ; le jet est confiné. Il s'expande ensuite dans la zone d'écoulement établi, où les propriétés du gaz subissent des variations brutales ; l'expérience montre que les profils transversaux de vitesse à différentes distances sont sensiblement affines.

Les systèmes d'équations permettant le calcul des propriétés aérothermodynamiques de gaz dans un jet à très haute température sont extrêmement complexes, et les méthodes de résolution "exacte" très lourdes (11,12,19,73 ; 14,30,31,32,33,34,35). Nous avons donc cherché à établir des relations semi-empiriques permettant d'introduire de façon simple ces propriétés locales dans les équations de bilan de chaleur et de quantité de mouvement de grains solides en mouvement dans le jet.

Parmi les méthodes de calcul de jets libres turbulents, nous

.../...

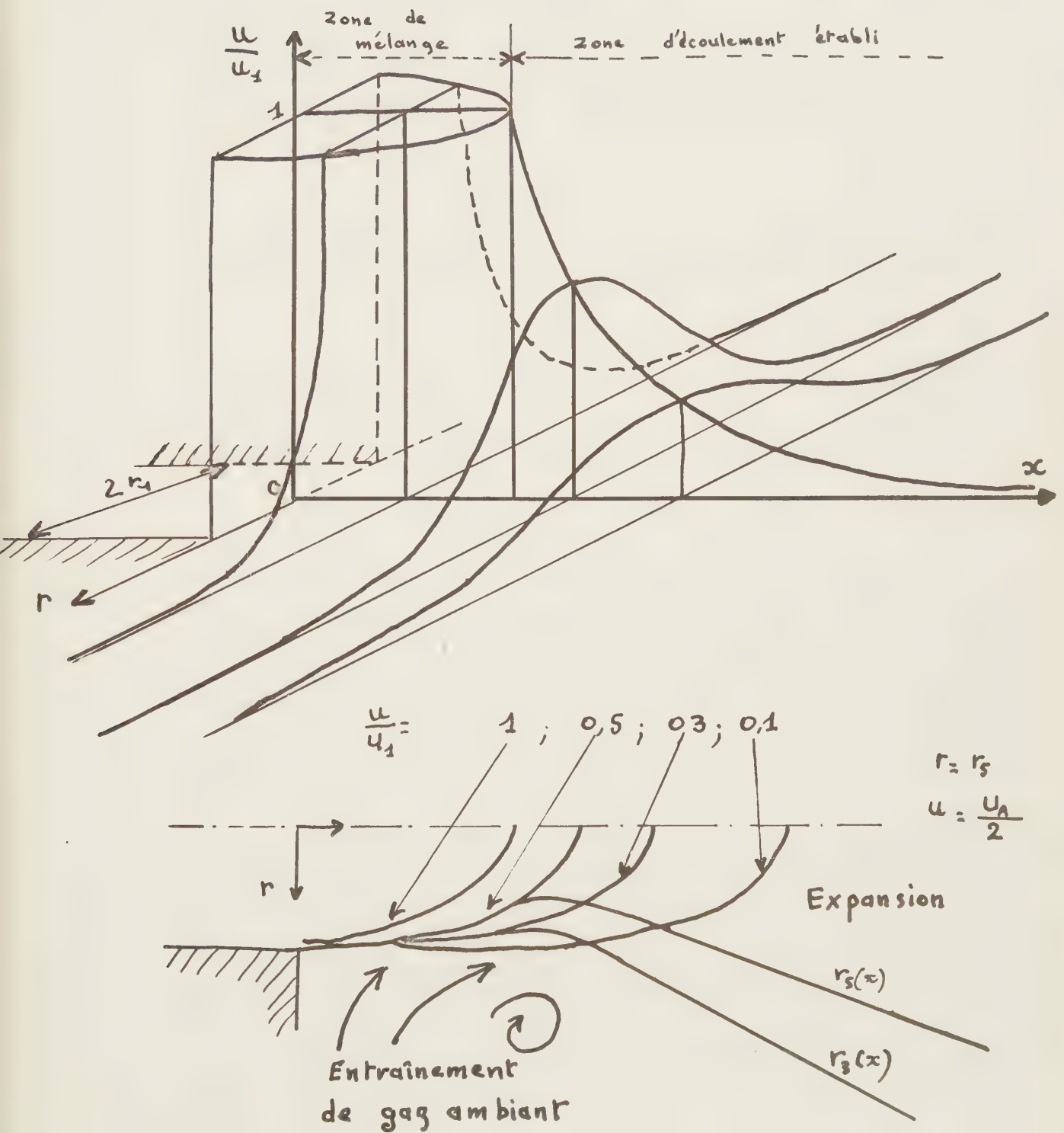


Fig. 3.3.1 Description qualitative d'un Jet libre

avons choisi la méthode intégrale semi-empirique de DONALDSON et Col. (39). Partant du système d'équations exactes aux dérivées partielles de conservation de matière, enthalpie et quantité de mouvement, grâce à une série d'hypothèses simplificatrices et d'intégrations partielles, ils le réduisent à une équation différentielle à variables séparées intégrale numériquement. La concordance du calcul avec leurs résultats expérimentaux paraît être une bonne justification des hypothèses (39,51).

Schématiquement, la méthode de DONALDSON se réduit à :

- un système d'équations de bilan
- une hypothèse (classique) de l'analogie des transferts de matière, enthalpie et quantité de mouvement qui se traduit mathématiquement par la relation entre critères adimensionnels :

$$Pr = Sc = Le = 1$$

- une expression semi-empirique de la contrainte tangentielle de frottement due à WARREN (53) et précisée par les résultats expérimentaux de DONALDSON (39).

- une équation "universelle" empirique des profils transversaux de vitesse du gaz dans la zone d'écoulement établi :

$$\frac{u}{u_A(x)} = \exp \left(- \left(\frac{r}{r_5(x)} \right)^2 \log 2 \right)$$

u_A étant la vitesse axiale, r_5 la distance radiale où $u = u_A/2$.

Comme nous le montrerons dans les paragraphes (3.3.2.3 (c) et (b)), les deux principales conséquences de ces hypothèses sont que :

- le débit de quantité de mouvement à travers des plans perpendiculaires à l'axe se conserve le long du jet (+)
- la pression dynamique $\Delta P = \rho u^2/2$, l'enthalpie spécifique H , la composition du gaz et l'expansion du jet s'expriment uniquement en fonction de la valeur locale de la vitesse u (++)

La méthode pratique d'intégration et de calcul numérique, ainsi que les résultats de ces calculs seront donnés au paragraphe (3.3.3). Les résultats calculés sont imprimés sous forme de tableaux donnant, en fonction de la distance x à la buse, les valeurs axiales de la vitesse u_A , de la température T_A et de la pression dynamique ΔP_A , ainsi que les valeurs de r_5 grandeur caractéristique de l'expansion du jet et permettant le calcul des profils radiaux des diverses grandeurs. Nous les présenterons sur les différents diagrammes de comparaison des profils calculés et expérimentaux.

Nous verrons que ces courbes $u_A(x)$ calculées point par point nous ont conduit à une expression purement empirique simple du profil axial :

.../...

- (+) proposition vérifiée pour les jets de liquides ou de gaz non ionisés
- (++) autrement dit les isothermes sont également des surfaces d'égale vitesse, de composition identique

$$u = K / (x + b)^2$$

où K et b sont déterminés en reportant les valeurs calculées de $1/\sqrt{u}$ en fonction de x.

Mais pour pouvoir effectuer le calcul, il nous fallait :

- connaître l'enthalpie spécifique H et la masse spécifique ρ du gaz à chaque température. Le détail des calculs de H et de ρ est donné en annexe (A.I)

Pour effectuer ce calcul, on admet généralement que les particules, atomes, ions, électrons, constituant un plasma atmosphérique sont à l'équilibre thermodynamique (12,13,15,16) et que pour des températures inférieures à 20 000°, où seule est sensible la première ionisation (14, 15,34), le système se comporte comme un mélange de gaz parfaits (15).

- connaître les débits globaux rapportés à l'unité de section de la buse, Ψ_M , Ψ_H et Ψ_T , de matière, d'enthalpie et de quantité de mouvement ainsi que les valeurs axiales u_1 et H_1 de la vitesse et de l'enthalpie spécifique en sortie de buse. Nous n'avons fait aucune mesure directe de ces deux grandeurs, nous avons dû, moyennant certaines hypothèses précises dans l'organigramme O-3, les évaluer sommairement en fonction des mesures spectroscopiques locales d'autres auteurs (14,15,22) et de nos propres mesures globales.

En raison du caractère approximatif du modèle, il était nécessaire de le vérifier expérimentalement.

Nous avons donc mesuré :

- Ψ_M et Ψ_H par les bilans globaux décrits au paragraphe précédent
- des valeurs locales de la pression dynamique ΔP à l'aide d'un tube de PITOT simple refroidi ; l'intégration des profils transversaux nous permettant d'atteindre Ψ_T , la comparaison des valeurs locales mesurées et calculées étant une vérification indirecte du modèle.

3.3.2 - Théorie du jet libre turbulent, subsonique, à symétrie de révolution. Application à un jet de gaz partiellement ionisé dans l'air

3.3.2.1 - Mise en équation

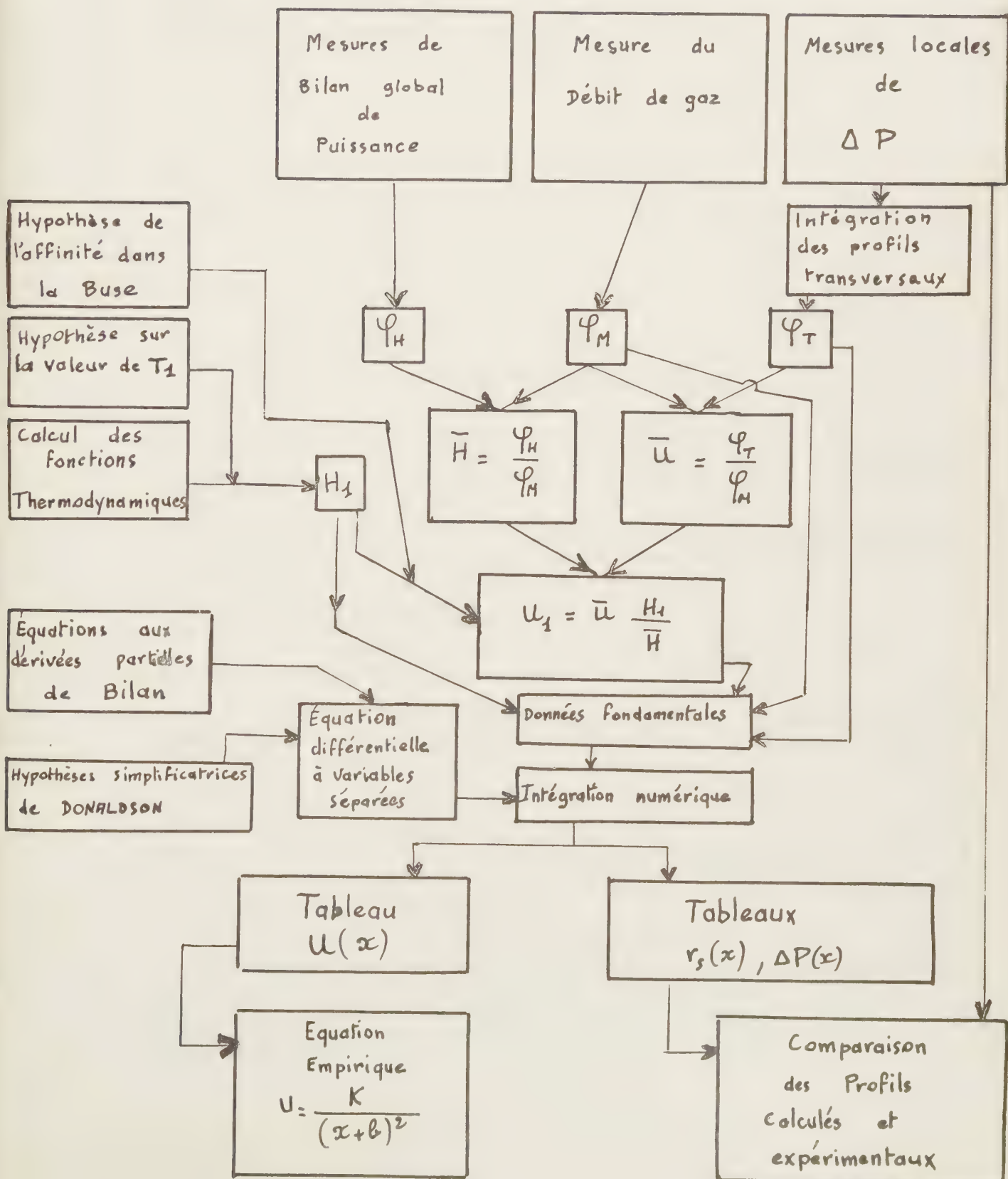
a) Forme générale des équations de bilan

Nous nous plaçons dans le cas où les hypothèses de la Théorie de la couche limite sont applicables, c'est à dire que nous supposons la composante longitudinale u de la vitesse $\vec{V}$ d'écoulement grande devant la composante radiale v. Le jet irrotationnel a une symétrie de révolution, il est le siège de transports barycentriques et diffusionnels de matière, enthalpie et quantité de mouvement. Nous supposons dans ces conditions que le transport diffusionnel axial est négligeable.

Pour chaque extensité G nous écrivons le bilan instantané de conservation dans un anneau cylindrique élémentaire de volume $2\pi r dr dx$:

.../...

0.3. Organigramme: Étude expérimentale du Jet



$$\left(\begin{array}{c} \text{Débit net de G} \\ \text{à travers le contour} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{Vitesse de création} \\ \text{dans le volume} \end{array} \right) = 0$$

soit avec les hypothèses faites :

$$\left(\begin{array}{c} \text{Débit net longitudinal} \\ \text{barycentrique} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Débit net radial} \\ \text{barycentrique} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Débit net radial} \\ \text{diffusionnel} \end{array} \right) -$$

$$\left(\begin{array}{c} \text{Vitesse de} \\ \text{création} \end{array} \right) = 0$$

soit encore plus précisément :

$$dx \frac{\partial}{\partial x} (2\pi r dr \rho u G) + dr \frac{\partial}{\partial r} (2\pi r dx \rho v G) + dr \frac{\partial}{\partial r} (-2\pi r dx K_G \frac{\partial(\rho G)}{\partial r}) -$$

$$- \frac{\partial}{\partial t} (2\pi r dr dx \rho G) = 0$$

où K_G est la diffusivité de l'extensité G .

Il vient finalement :

$$\frac{\partial}{\partial x} (r \rho u G) + \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v G) - \frac{\partial}{\partial r} (r K_G \frac{\partial(\rho G)}{\partial r}) - \frac{\partial}{\partial t} (\rho G r) = 0$$

Les différents bilans de conservation permettent donc d'écrire un système d'équations analogues locales et instantanées valables en toute rigueur pour le mélangeage de deux espèces dissociables, voire ionisables, soit :

- n bilans partiels de conservation de chacune des espèces présentes (non indépendantes) : G est la fraction massique du constituant
- 1 bilan global de conservation de la masse
- 1 bilan global d'enthalpie
- 1 bilan global vectoriel de quantité de mouvement (2 équations) qui a une forme analytique identique.

Dans le cas du jet d'argon partiellement ionisé dans l'air, on conçoit que le système puisse être extrêmement complexe puisque le mélange se compose au minimum des espèces :



Dans le cas "simple" où oxygène et azote sont seulement dissociés, le principe de neutralité électrique locale permet de traiter pratiquement l'argon comme une seule espèce, dans le cas où l'équilibre thermodynamique subsiste dans le jet.

En fait, si l'on veut une solution numérique exacte du système, ce problème de l'équilibre thermodynamique est une des principales difficultés ; en effet suivant que le système est partiellement "gelé" ou en équilibre, les grandeurs de transport peuvent être assez différentes, la multiplicité des espèces en présence en rend par ailleurs le calcul théorique exact impraticable en raison de l'absence de données.

.../...

Le système est soluble dans le cas physique simplifié du mélange de deux gaz monoatomiques : GREY et JACOB (11,12) ont vérifié expérimentalement les résultats d'un tel calcul pour un jet de plasma d'Argon dans l'Hélium.

REMARQUE : Retour sur les bilans dans la source

Précisons enfin que c'est un tel système d'équations de couche limite comprenant, dans le bilan d'enthalpie un terme de création d'énergie volumique au sein du gaz ionisé par effet Joule et un terme de puissance rayonnée par unité de volume, qu'il faudrait résoudre pour calculer les profils de vitesse et d'enthalpie à l'intérieur de la buse (cf. paragraphe précédent).

Sa résolution poserait de délicats problèmes pour l'écriture des équations aux limites : par exemple, la paroi n'étant pas isolante, l'arc se referme entre le noyau fortement ionisé en équilibre thermodynamique et la paroi de cuivre dont la température ne dépasse pas 1 000° à 1 300°, il y a donc une circulation d'électrons hors d'équilibre dans le gaz froid ; par contre la composition du système serait nettement plus simple.

Enfin, le calcul est possible dans le cas de plasmas laminaires en écoulement dans des conduites circulaires avec des valeurs du rapport L/D suffisantes pour permettre l'établissement sur la plus grande partie de la longueur d'un équilibre thermique local entre les pertes à la paroi et la création d'énergie dans le volume ; dans ces conditions les débits barycentriques à travers le contour sont nuls, seuls subsistent les débits diffusionnels radiaux. L'équation de bilan thermique ainsi obtenue a été présentée pour la première fois par ELENBAAS et HELLER. Les calculs simplifiés d'EMMONS et LAND (9) repris de façon plus exacte par MASSIMILIA et DIANA (41) dans le cas de plasmas d'arc laminaires et par CHEYLAN (42) sur un chalumeau HF, les mesures de conductivité thermique à partir des profils de température (29,43) en sont des applications.

b) Les équations fondamentales

Dans le cas simplifié du mélangeage irrotationnel, sans réaction chimique de deux gaz, le système d'équations instantanées se réduit à :

- conservation de la masse :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u r) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r) = 0 \quad (1)$$

- conservation de la quantité de mouvement longitudinale

$$\rho u \frac{\partial}{\partial x} u + \rho v \frac{\partial}{\partial r} u = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau) \quad (2)$$

- conservation d'une espèce (y = fraction massique)

$$\rho u \frac{\partial}{\partial x} y + \rho v \frac{\partial}{\partial r} y = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D \frac{\partial y}{\partial r}) \quad (3)$$

.../...

- conservation de l'enthalpie spécifique totale

$$H_t = H + \frac{1}{2} \frac{u^2}{J} - H_2$$

$$\rho u \frac{\partial}{\partial x} (H_t) + \rho v \frac{\partial}{\partial r} (H_t) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\eta}{Pr} \left(\frac{\partial H_t}{\partial r} + (Pr-1) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2}{2J} \right) \right) + (H_1 - H_2) \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) \frac{\partial y}{\partial r} \right) \quad (4)$$

où Le et Pr sont les nombres de LEWIS et PRANDTL

H_1 et H_2 les enthalpies spécifiques de chacune des deux espèces ;
l'indice 1 caractérisant le gaz éjecté

η est la viscosité locale

τ la contrainte tangentielle de frottement

On trouvera en annexe (A.II) le détail de l'établissement de ce système. Nous nous contenterons de faire les remarques suivantes :

- le membre de gauche des équations (2), (3) et (4) a été simplifié pour tenir compte de la relation (1), soit :

$$\frac{\partial}{\partial x} (r \rho u G) + \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v G) = \underbrace{G \left(\frac{\partial}{\partial x} (\rho u r) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r) \right)}_{=0} + \rho u r \frac{\partial G}{\partial x} + \rho v r \frac{\partial G}{\partial r}$$

- dans l'équation (4) de conservation de l'enthalpie spécifique totale, nous avons écrit que l'énergie diffusée se compose de 3 termes : transfert par conduction, diffusion d'énergie cinétique et diffusion ambipolaire d'espèces ayant des enthalpies spécifiques différentes.

Le réarrangement du terme de conduction en exprimant la température en fonction de l'enthalpie totale fait apparaître deux termes soustractifs de même structure que les deux derniers termes de transport diffusionnel.

- dans l'équation (2), le jet s'écoulant à l'air libre, on a admis l'hypothèse (classique en mécanique des fluides quand les filets fluides ont une faible courbure) de la constance de la pression dans un plan perpendiculaire à l'écoulement ; la pression étant égale à la pression atmosphérique à l'infini le gradient longitudinal de pression est alors nul. On a supposé par ailleurs l'absence d'un champ de forces extérieures. Nous verrons que ces hypothèses ne constituent qu'une première approximation. Il n'est pas possible dans ces conditions, d'utiliser l'équation de bilan de la quantité de mouvement radiale : en effet, s'il est légitime de négliger $\partial P / \partial x$ dans l'équation axiale, rien ne permet a priori de comparer l'ordre de grandeur des termes faisant intervenir des gradients de vitesse radiale avec le gradient de pression radiale. Nous verrons que DONALDSON remplace cette équation par un profil radial empirique de vitesse.

Les diffusivités n'ayant pas été explicitées, le système d'équations (1) à (4), déjà simplifié mais couramment utilisé, est valable quel que soit le régime d'écoulement laminaire ou turbulent.

.../...

3.3.2.2 - Méthodes de résolution exacte du système

Certains auteurs ont résolu, dans le cas du jet libre des systèmes très semblables sans autre hypothèse simplificatrice.

GREY et JACOB (11,12) ont vérifié expérimentalement les solutions numériques obtenues par une méthode aux différences finies.

Ils avaient opéré avec des jets laminaires et turbulents de plasma d'argon dans l'hélium froid ; leur calcul tient compte des réactions d'ionisation et de recombinaison et suppose l'équilibre thermodynamique réalisé en tous points du jet.

TOMICH et WEGER (73) présentent également le calcul d'un jet turbulent d'air à température modérée ($\sim 700^\circ\text{K}$) dans l'air par une méthode aux différences finies. Leur modèle, plus élaboré que les précédents fait intervenir une zone de transition entre la zone de mélange et la zone d'écoulement établi ; cette méthode ne peut cependant être étendue simplement au mélangeage de gaz de nature différente.

ABRAMOVITCH et ses collaborateurs (19) ont étudié des jets turbulents de fluides variés dans une gamme très étendue de températures (de l'azote liquide au plasma atmosphérique). Leurs calculs basés sur une méthode analytique due à GOLUBEV permet en particulier de prévoir une forme analytique simple des profils longitudinaux de pression dynamique dans la zone d'écoulement établi :

$$\frac{\rho u^2}{2} = \frac{a}{(x+b)^2}$$

où a et b sont des constantes définies par les conditions aux limites.

Cette expression, obtenue en supposant une expansion linéaire au jet, est en accord avec les nombreux résultats expérimentaux obtenus par d'autres auteurs (45) sur des jets turbulents de fluides incompressibles.

La concordance entre les profils calculés et expérimentaux de vitesse, enthalpie et pression dynamique est excellente. D'autre part les profils transversaux, de chacune de ces différentes grandeurs, mesurés à différentes distances dans la zone d'écoulement établi sont affines.

Ces méthodes exactes sont cependant assez lourdes et posent de délicats problèmes d'analyse numérique, nous leur avons préféré la solution "intégrale" approchée de DONALDSON (39).

3.3.2.3 - La solution "intégrale" semi-empirique de DONALDSON

a) Généralités

DONALDSON et ses collaborateurs (39) ont étudié le mélangeage turbulent subsonique et supersonique de jets de gaz froids de nature variée dans l'air au repos. Grâce à quelques hypothèses simplificatrices, dont la seule justification à posteriori est la concordance très satis-

.../...

faisante entre profils expérimentaux et calculés, ils ont pu réduire la résolution numérique du système à une simple intégration. Leur méthode a été également appliquée avec succès au cas d'un jet de plasma d'azote dans l'air par O'CONNOR (51).

b) Première hypothèse simplificatrice : l'analogie des transferts

Pour des jets de gaz à des températures modérées, l'hypothèse d'une analogie des transferts de matière, enthalpie et quantité de mouvement a pu être faite valablement par de nombreux auteurs (48,49,50). Dans ce cas les nombres adimensionnels de PRANDTL, SCHMIDT et LEWIS, rapports des différentes diffusivités sont égaux à un :

$$\begin{aligned} \text{avec :} \quad \text{Pr} &= \text{Sc} = \text{Le} = 1 \\ \text{Pr} &= \frac{\eta C_p}{\lambda} \quad \text{Sc} = \frac{\eta}{\rho D} \quad \text{Le} = \frac{\text{Sc}}{\text{Pr}} \end{aligned}$$

Les équations (2), (3) et (4) ont alors la même forme. Les conditions aux limites étant identiques :

$$y = \frac{u}{u_1} = \frac{H_t}{H_{t_1}} = \begin{cases} 1 & x=0, r \leq \frac{D}{2} \\ 0 & x \rightarrow \infty, r \leq \frac{D}{2}, x=0, r > \frac{D}{2} \end{cases}$$

les trois grandeurs u , H_t et y sont liées par des relations linéaires :

$$\begin{aligned} H_t &= A + Bu \\ y &= a + bu \end{aligned}$$

Ce sont les équations de CROCCO, fréquemment utilisées en aérothermique. DONALDSON donne d'autres justifications qualitatives de cette hypothèse. Nous nous contenterons de l'admettre en raison de la simplification importante qu'elle apporte au traitement mathématique.

c) Le système d'équations intégrales

Le système d'équations (1) à (4) se réduit donc à deux équations instantanées aux dérivées partielles reliant ρ , u , v , x et r :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u r) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r) = 0 \quad (a)$$

$$\rho u \frac{\partial}{\partial x} u + \rho v \frac{\partial}{\partial r} u = 0 \quad (b)$$

posant $\rho = \bar{\rho} + \rho'$; $u = \bar{u} + u'$; $v = \bar{v} + v'$

ρ' , u' et v' étant les fluctuations instantanées aléatoires des valeurs moyennes $\bar{\rho}$, $\bar{u}$ et $\bar{v}$. Prenant la moyenne des équations (a) et (b) ainsi transformées sur un temps suffisamment long pour que statistiquement les valeurs moyennes des fluctuations aléatoires soient nulles, et éliminent (à plus ou moins juste titre)⁽⁺⁾ certains termes ; DONALDSON (39) obtient le nouveau système d'équations :

.../...

(⁺) cf. détails en annexe (A-III)

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{\rho u r}) + \frac{\partial}{\partial r} (\overline{\rho v r} + \overline{\rho' v' r}) = 0 \quad (\bar{a})$$

$$\overline{\rho u r} \frac{\partial}{\partial x} \bar{u} + (\overline{\rho v r} + \overline{\rho' v' r}) \frac{\partial}{\partial r} \bar{u} = - \frac{\partial}{\partial r} (\overline{\rho u' v' r}) \quad (\bar{b})$$

assez semblable au système général de départ ; on trouve l'expression de la contrainte de frottement turbulent :

$$\bar{\tau} = - \bar{\rho} \overline{u' v'}$$

de la théorie de PRANDTL.

Une intégration partielle de l'équation (a) dans une section perpendiculaire à l'axe permet d'éliminer $(\overline{\rho v r} + \overline{\rho' v' r})$

$$(\overline{\rho v r} + \overline{\rho' v' r}) = - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{r^*} \bar{\rho} \bar{u} r dr \quad (\bar{a}1)$$

$$\text{d'où } \bar{\rho} \bar{u} r \frac{\partial}{\partial x} \bar{u} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{r^*} \bar{\rho} \bar{u} r dr = \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\tau} r) \quad (\bar{b}1)$$

soit encore :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{u}^2 r) = \frac{\partial}{\partial r} \left[\bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{r^*} \bar{\rho} \bar{u} r dr \right] + \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\tau} r) \quad (\bar{b}2)$$

Une intégration en r de (b2) donne finalement : (**)

$$\frac{d}{dx} \int_0^{r^*} \bar{\rho} \bar{u}^2 2\pi r dr = \bar{u}(x, r^*) \frac{d}{dx} \int_0^{r^*} \bar{\rho} \bar{u} 2\pi r dr + \bar{\tau}(r^*) 2\pi r^*$$

En particulier, si nous appelons $u_A(x)$ la vitesse sur l'axe r_5 la distance radiale telle que $u(x_1, r_5) = u_A(x)/2$, pour $r^* = r_5$

$$\frac{d}{dx} \int_0^{r_5} \bar{\rho} \bar{u}^2 2\pi r dr = \frac{u_A}{2} \frac{d}{dx} \int_0^{r_5} \bar{\rho} \bar{u} 2\pi r dr + \bar{\tau}_5 2\pi r_5 \quad (7)$$

pour $r^* \rightarrow \infty$, $u \rightarrow 0$, $\tau \rightarrow 0$, l'équation se réduit à :

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\infty} \bar{\rho} \bar{u}^2 2\pi r dr = 0$$

$$\int_0^{\infty} \bar{\rho} \bar{u}^2 2\pi r dr = \text{cste} = \rho_1 u_1^2 \pi r_1^2 \quad (8)$$

ρ_1 et u_1 étant respectivement la masse spécifique et la vitesse en sortie de buse et r_1 le rayon de la buse.

L'équation (8) établit un résultat "classique" de la théorie des jets : le débit de quantité de mouvement à travers un plan perpen-

.../...

(**) nous supprimons la barre supérieure dans la suite des calculs, les grandeurs intervenants sont néanmoins les grandeurs moyennes

diculaire à l'axe se conserve le long du jet ; il en est de même du débit d'enthalpie totale en raison de l'analogie des transferts ; par contre, le débit de matière augmente constamment.

d) - Hypothèse de l'affinité des profils transversaux

La masse spécifique dépend de la composition et de l'enthalpie spécifique du mélange gazeux ; ces dernières s'expriment simplement en fonction de la vitesse, ρ peut être calculée exactement en fonction de u et des conditions aux limites. On trouvera en annexe (A-IV) le détail de l'établissement d'expressions plus complètes faisant intervenir d'éventuelles dissociations et ionisations.

Dans le cas simple d'un mélangeage sans réaction chimique, elles se simplifient pour donner :

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\rho_2} &= \frac{PU+1}{(1+AU-BU^2)(MU+1)} & (9) \\ \text{avec.} \quad U &= \frac{u}{u_1} = y = \frac{H_t}{H_{t1}} \\ P &= \frac{C_{p1}^+}{C_{p2}^+} - 1 & M = \frac{m_2}{m_1} - 1 \\ A &= \frac{H_{t1}}{H_2} - 1 & B = \frac{u_1^2}{2J.H_2} \end{aligned}$$

où les indices 1 et 2 se rapportent au gaz éjecté et au gaz ambiant, C_{pi}^+ est la chaleur spécifique massique, m_i la masse atomique ou molaire, H_t l'enthalpie spécifique totale, H l'enthalpie spécifique.

La réduction notable du système, par voie analytique, n'a pu être obtenue que grâce à quelques aménagements, parfois arbitraires du calcul ; en contre-partie, nous avons vu plus haut, que les approximations faites ne permettent pas d'écrire valablement le bilan de quantité de mouvement radiale ; le système composé des relations (7) et (8) et des équations de CROCCO est donc insuffisant pour calculer les profils longitudinaux et radiaux des différentes grandeurs.

Nous avons vu au § 3.3.2.4 que les profils transversaux expérimentaux sont affines dans la zone d'écoulement établi (*), cette affinité était bien connue dans le cas des jets de fluides incompressibles (45,46, 52), plusieurs équations "universelles" empiriques ont même été proposées (52).

Pour résoudre leur système, DONALDSON et col. proposent donc l'adjonction d'une telle équation, particulièrement bien choisie pour faciliter le calcul tout en étant en excellent accord avec les profils expérimentaux.

.../...

(*) ceci est également vrai dans le cas des jets laminaires

$$\frac{u}{u_A(x)} = \exp \left(- \left(\frac{r}{r_5(x)} \right)^2 \text{Log } 2 \right) \quad (10)$$

dans la zone d'écoulement établi. Pour assurer la continuité des profils en conservant sa simplicité à la méthode, ils utilisent une formule analogue dans la zone de mélange :

$$\frac{u}{u_A(x)} = \exp \left(- \frac{r^2 - r_N^2}{r_5^2 - r_N^2} \text{Log } 2 \right) \quad (11)$$

où $r_N(x)$ est le rayon du noyau turbulent à l'abscisse x . A l'extrémité du noyau, $r_N = 0$, on retrouve l'expression (10).

Dans les deux cas, on a, bien entendu :

$$u = \frac{u_A}{2} \quad \text{pour } r = r_5$$

les intégrales dans les relations (7) et (8) sont alors calculables et ne dépendent que de $u_A(x)$ et $r_5(x)$. Nous verrons au § f que l'équation (8) permet d'explicitier r_5 en fonction de u_A ; si nous pouvons calculer τ_5 en fonction de r_5 (donc de u_A) l'équation (7) sera une relation différentielle simple entre u_A et x .

e) Evaluation de la contrainte tangentielle

DONALDSON et col. ont utilisé et précisé une expression du coefficient de viscosité dynamique en régime turbulent v_t proposée par WARREN (53) en application de la théorie de PRANDTL ; cette théorie suppose que v_t est proportionnel à une "longueur de mélange" ℓ^* et à la valeur quadratique moyenne u^{***} de la vitesse d'agitation turbulente, soit :

$$v_t = \frac{\eta_t}{\rho} = k_t \ell^* u^{***} \quad (12)$$

soit encore, si nous cherchons à évaluer τ_5 :

$$\tau_5 = v_{t5} \rho_5 \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)_{r=r_5} \quad (13)$$

$$v_{t5} = K r_5(x) u_A(x) \quad (14)$$

ℓ^* et u^{***} ayant été rapportées dans (14) aux deux constantes d'affinité r_5 et u_A à l'abscisse x .

WARREN avait proposé une relation empirique linéaire entre le coefficient K défini en (14) et le nombre de MACH du gaz en sortie de tuyère. DONALDSON et col. ont effectué des séries de mesures plus précises de ce coefficient. Ils ont pu montrer que le coefficient K défini arbitrairement par (14) a un sens physique, et ne dépend que du nombre de MACH local.

Le nombre de MACH local étant une fonction de la température, de la composition et de la vitesse, ne dépend explicitement que de $u_A/2$; il en est de même pour v_{t5} , donc pour τ_5 d'après les équations (14) et (8).

.../...

f) - L'intégration

Nous nous bornerons ici à donner les grandes lignes de la méthode déjà esquissée dans les § précédents dans le cas de l'écoulement établi ; dans la zone mélange, le calcul est tout à fait similaire, nous ne donnerons que la forme du résultat.

- de l'expression (10) nous déduisons :

$$2 r dr = - \frac{r_5^2}{\text{Log } 2} \frac{dU}{U} \quad (15)$$

- reportant les expressions (9) et (15) dans (7), nous pouvons calculer les deux intégrales :

$$J(U_A) = \int_0^{r_5} \rho u \, 2\pi r \, dr = \rho_2 \frac{r_5^2}{\text{Log } 2} u_1 \pi \int_{U_A/2}^{U_A} \frac{\rho}{\rho_2} (U) \, dU \quad (16)$$

et

$$I(U_A) = \int_0^{r_5} \rho u^2 \, 2\pi r \, dr = \rho_2 \frac{r_5^2}{\text{Log } 2} u_1^2 \pi \int_{U_A/2}^{U_A} \frac{\rho}{\rho_2} (U) \, U \, dU \quad (17)$$

où les fonctions $\rho/\rho_2(U)$ et $U \rho/\rho_2(U)$ sont des fractions rationnelles intégrables analytiquement.

- opérant de même dans (8) nous pouvons calculer $r_5(U_A)$ par :

$$\int_0^\infty \rho u^2 \, 2\pi r \, dr = \rho_2 \frac{r_5^2}{\text{Log } 2} u_1^2 \pi \int_0^{U_A} \frac{\rho}{\rho_2} (U) \, U \, dU \quad (18)$$

- de même les relations (13) et (14) permettent de calculer $\tau_5(U_A)$.

- si nous remarquons que l'opérateur $\frac{d}{dx} ()$ est identique à :

$$\frac{dU_A}{dx} \cdot \frac{d}{dU_A} ()$$

l'équation (7) prend la forme très simple :

$$\frac{dU_A}{dx} \left(\frac{d}{dU_A} [I(U_A)] - \frac{U_A}{2} u_1 \frac{d}{dU_A} [J(U_A)] \right) = 2 \tau_5(U_A) r_5(U_A) \quad (19)$$

elle peut donc être intégrée numériquement. Sur ordinateur il suffit de faire calculer un nombre (d'ailleurs imposant) de paramètres et d'expressions arithmétiques, le seul processus "numérique" étant l'intégration d'une expression de type :

$$X = \frac{x}{r_1} = \int_1^{U_A} f(U_A) \, dU_A \quad (20)$$

le jet est complètement défini par l'équation (10) et $r_5(U_A)$.

Dans la zone de mélange, où la vitesse axiale est constante, les inconnues sont : l'expansion du jet caractérisé par r_5 , et le rayon du noyau r_N .

Par un processus analogue, on peut calculer analytiquement :

$$X = F(R_N) - F(0) \quad \text{où } R_N = \frac{r_N}{r_1}$$

.../...

en particulier la longueur du noyau X_N est donnée par :

$$X_N = F(1) - F(0)$$

les autres caractéristiques du jet se calculent par (11) et une relation du type :

$$R_5^2 = a R_N^2 + b$$

où a et b dépendent des conditions aux limites.

g) - Cas d'un profil initial de vitesse

Le calcul, mené sous forme adimensionnelle, suppose un écoulement piston en sortie de la tuyère ; l'écoulement réel peut impliquer de très importants gradients transversaux. Il est possible de se ramener au cas simple, en calculant un jet équivalent ayant initialement les mêmes propriétés axiales, issu en écoulement piston d'un orifice fictif situé en amont de la tuyère, lui imposant d'assurer, au niveau de la tuyère réelle, les mêmes débits de matière et de quantité de mouvement. On peut calculer ainsi :

$$r'_1 = \sqrt{\frac{\varphi_T}{\rho_1 u_1^2}} r_1$$

$$R'_N = \psi (\varphi_M u_1 / \varphi_T)$$

$$\Delta x_N = r'_1 (F(R'_N) - F(0))$$

φ_T et φ_M sont les flux moyens de quantité de mouvement et de matière en sortie de buse.

r_1 étant le rayon de l'orifice fictif, Δx_N la distance entre celui-ci et l'orifice réel.

h) - Extension de la méthode à un gaz partiellement ionisé

Nous avons vu que DONALDSON suppose l'absence de réaction chimique. Si l'on veut tenir compte de l'ionisation de l'argon, tout en profitant des facilités de calcul, il faut considérer le mélange A , A^+ , $\bar{e}$ comme une seule espèce (+) ; la description de cette espèce nécessite l'introduction du taux d'ionisation α , donc l'adjonction d'une équation permettant de le calculer en fonction des conditions locales, c'est à dire de U .

L'expression de ρ est tout à fait semblable à (9) mais les paramètres P , M et A dépendent explicitement de α .

Si le taux d'ionisation en sortie de buse est modéré, c'est à dire de 0,1 ou 0,2 (températures inférieures à 12.500°), l'introduction de α est nécessaire pour évaluer correctement les propriétés du gaz au sein du noyau turbulent, et dans son voisinage immédiat, mais son incidence sur le résultat en fait un terme correctif. Nous avons donc adopté une procédure de calcul reposant sur une nouvelle approximation.

.../...

(+) comme l'a fait O'CONNOR (51) dans le cas du mélangeage d'azote atomique, partiellement ionisé, avec l'air

Si nous avions introduit l'équation donnant $\alpha(U)$, avant le calcul de $I(U_A)$ et $J(U_A)$, les fonctions à intégrer auraient été notablement modifiées, et les intégrales auraient dû être calculées numériquement ; la méthode aurait alors perdu tout son intérêt.

Nous avons donc utilisé les mêmes expressions de $I(U_A)$ et $J(U_A)$ que DONALDSON, mais en y considérant P , M et A comme des fonctions de U_A (+).

i) - Application numérique de la méthode

Nous avons mené ce calcul sur IBM 1130 ; il est constitué de deux parties pratiquement indépendantes :

- d'une part, dans la zone de mélange nous calculerons analytiquement $r_N(x)$ et $r_5(x)$; mais le but essentiel de cette première partie est la détermination de x_N longueur du noyau corrigée (++) (cf. § g) ; cette dernière grandeur permet de positionner la deuxième zone par rapport à la buse.

- d'autre part dans la zone d'écoulement établi, partant de l'équation différentielle à variables séparées (19) :

$$dx = \frac{dU_A}{2\tau_5(U_A) \cdot r_5(U_A)} \left[\frac{d}{dU_A} [I(U_A)] - \frac{U_A}{2} u_1 \frac{d}{dU_A} [J(U_A)] \right]$$

Nous l'intégrerons "pas à pas" par des différences finies de U_A d'un pas de 0,01 en utilisant la méthode des polynômes de TCHEBITCHEF ; les valeurs de U_A décroissant de 1 à 0,05, les valeurs de x correspondantes qui croissent à partir de x_N ne dépassent pas en général 25 cm.

Pour chaque valeur de U_A , les relations analytiques (9) et (18) permettent de calculer :

$$\Delta P_A = \frac{1}{2} \rho_A u_A^2 \quad \text{et} \quad r_5(U_A).$$

Nous obtiendrons donc bien sur l'imprimante un tableau donnant en fonction de x les valeurs calculées de u_A , ΔP_A et r_5 . A une abscisse x_i donnée, les valeurs de u_A et de r_5 , l'équation "universelle" (10) des profils transversaux de vitesse et la relation analytique (9) entre ρ et u permettent de calculer le profil $\Delta P(x_i, r)$. Comme nous l'avions annoncé au § 3.3.1 (cf. organigramme 0.3) nous utiliserons ces différentes grandeurs pour interpréter les résultats expérimentaux.

.../...

(+) ce qui revient à négliger la variation de α dans l'évaluation des intégrales $I(U_A)$ et $J(U_A)$ et à en tenir compte dans la suite des calculs

(++) $x = x_N$ pour $r_N = 0$

REMARQUE : Nous avons longuement discuté la méthode au cours des paragraphes précédents, en cherchant à expliciter les points qui nous avaient paru délicats; le lecteur intéressé se reportera valablement à la publication de DONALDSON (39) pour tous les détails d'utilisation ; il trouvera cependant en annexe (A-IV) les quelques erreurs ou imprécisions que nous y avons relevées.

3.3.3 - Etude expérimentale

3.3.3.1 - Les grandeurs mesurées

Comme nous l'avons exposé précédemment, une "situation de fonctionnement", est définie par une valeur donnée du débit d'argon, une valeur donnée de la puissance électrique, dissipée et une géométrie donnée de la buse anodique.

Toutes les "situations de fonctionnement" étudiées sont énumérées dans le tableau (3.3.1) ; pour chaque situation, nous avons mesuré un certain nombre de grandeurs citées dans le tableau.

Ces grandeurs mesurées sont les suivantes :

a) - Les débits globaux de matière et d'enthalpie sortant de la buse. Ils sont déduits des bilans de fonctionnement de la torche elle-même comme nous l'avons exposé au § 3.2.

b) - Le diamètre instantané de la "flamme" par cinématographie à grande vitesse (+).

c) - La vitesse de propagation de surintensités lumineuses sortant de l'anode, par "caméra à fente", comme nous l'exposerons au § 3.3.3.3.

d) - La pression dynamique ΔP par un tube de PITOT refroidi, sur l'axe et en dehors de l'axe du jet de plasma.

Plus exactement, pour chaque situation de fonctionnement, nous avons déterminé :

- le profil longitudinal sur l'axe
- le profil transversal complet à la distance $x = 27$ mm de la buse
- pour 4 à 6 valeurs de la distance axiale x , la distance radiale r_5 , à laquelle la pression dynamique vaut la moitié de sa valeur maximale à la même abscisse.

3.3.3.2 - La technique de mesure des pressions dynamiques

Nous avons utilisé un tube de PITOT simple (++) dont les dimensions ont été réduites au minimum (son diamètre extérieur est de 2,6 mm seulement) grâce à une technique mise au point par J.P. DAUVERGNE et G. PIQUARD (cf. fig. 3.3.2).

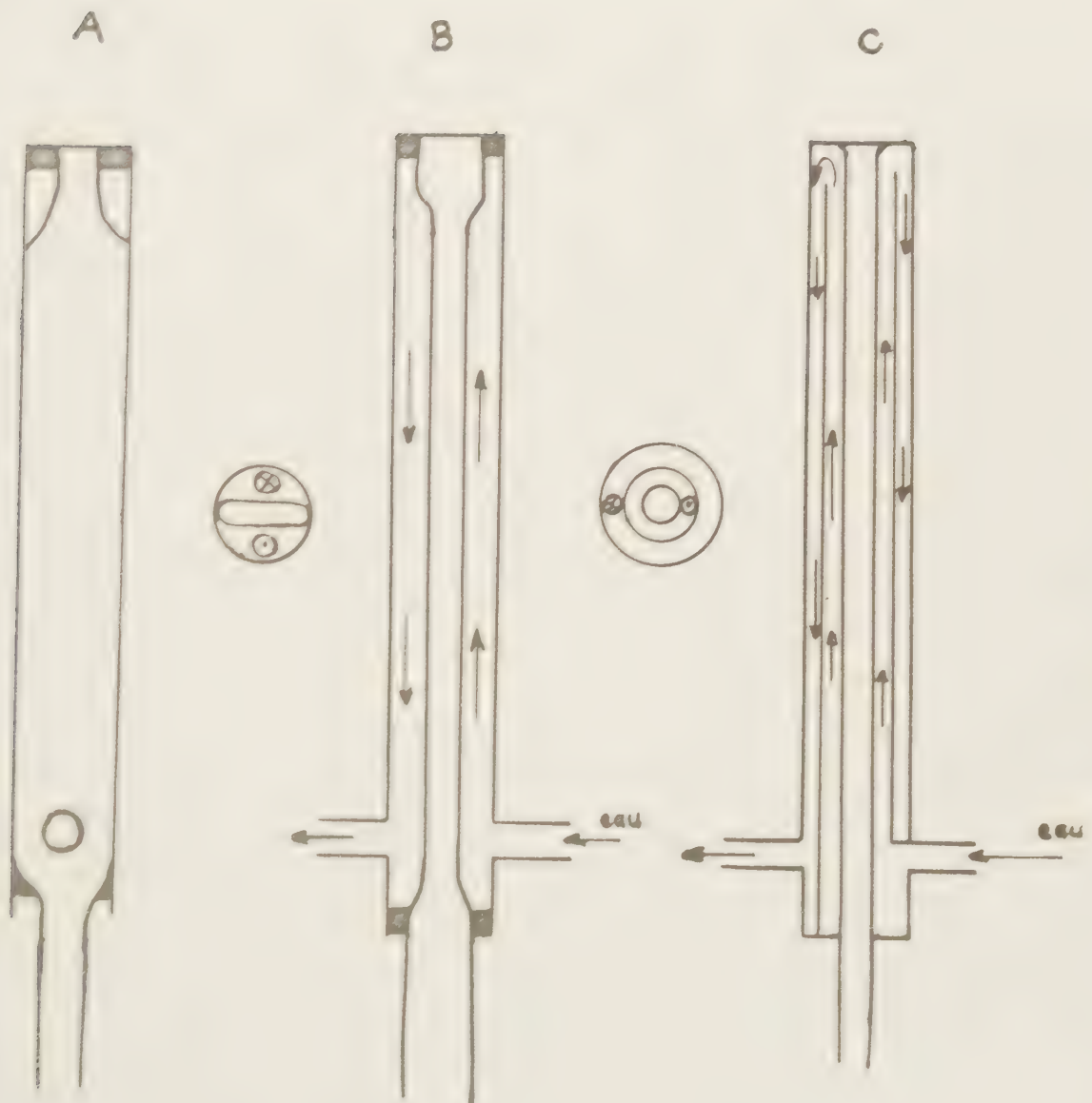
.../...

(+) la flamme a des mouvements désordonnés et rapides, une photographie ne donne qu'un diamètre apparent trop grand

(++) sans prise de pression, celle-ci étant supposée égale à la pression atmosphérique ^{statique}

Fig : 3.3.2

Schéma du Tube de Pitot



A → Tube de Pitot simple
 B → à deux tubes

C → Tube de Pitot classique à trois tubes

TABLEAU 3.3.1

SITUATIONS DE FONCTIONNEMENT - DEBITS GLOBAUX
VITESSES ET ENTHALPIES SPECIFIQUES MOYENNES EN MASSE

q (g/s)	W_D (W)	$\dot{z}_M$ (g/cm ² .s)	$\dot{t}_M$ cal/cm ² .s	$10^{-5} \psi_T$ barye	D_N (mm)	$\bar{u}$ (m/s)	$\bar{H}$ (cal/g)
0,559	2720	1,45	790	0,1446	4,85	97,93	544,8
0,559	5370	1,45	1447,2	0,1874	4,15	129,2	997,9
0,718	4245	1,865	1320	0,2765	4,65	148	707
0,785	2968	2,4	949	0,2	4,83	98,03	465,1
0,827	4602	2,15	1395,6	0,3418	4,9	158,9	649
0,974	3181	2,53	1060,2	0,2623	4,5	103,6	418,9
1,010	4970	2,62	1496,8	0,4278	4,9	163	570
0,920	5650	2,48	1621,1	0,3293	4,4	161,4	794
1,010	6400	2,62	2099,3	0,39607	4,8	151,1	801,1
0,990	7600	2,57	2173,9	0,4160	4,03	161,8	845,9
1,005	8970	2,6	2211	0,456	3,45	175	850
1,160	5300	3,01	1827,6	0,5704	4,45	189,5	607,3
1,451	3490	3,77	1274	0,527	5,1	140	338,1
1,350	5250	3,5	1925,4	0,6397	5,0	183	550
1,442	6800	3,78	2372,6	0,6522	5,2	172,5	627,7
1,442	8277,1	3,75	2617,8	0,6639	5,15	177	695
1,695	3240	4,405	1212	0,5428	4,55	109,4	309
1,695	3500	4,405	1363,3	0,4821	4,55	109	310
1,640	8930	4,27	2944	0,9468	5,145	221,7	689
1,640	8540	4,27	2565	1,088	5,145	251,7	600
1,925	3850	5,0	1540	0,8239	5,1	164,7	308
1,930	5590	5,02	2163,3	1,1361	5,2	226,2	430
1,925	7740	5,0	3044,7	1,1378	5,1	227	609
1,930	9227	5,02	3251,3	1,2745	5,6	253,9	647

Le débit d'eau de refroidissement peut atteindre cependant $10 \text{ cm}^3/\text{seconde}$, pour une chute de pression de 3 bars. L'eau sort à $60-80^\circ$, ce qui correspond à des flux de l'ordre de 400 à 600 calories. $\text{cm}^2.\text{seconde}^{-1}$ aux parois du tube plongé dans la flamme sur une longueur d'environ 15 mm.

Le tube de PITOT dont l'axe est maintenu parallèle à l'axe du jet, peut être déplacé parallèlement et perpendiculairement à ce jet ; sa position axiale est définie à mieux que 0,5 mm et sa position radiale à 0,05 mm près.

Toute une série de profils transversaux de pressions dynamiques ont été déterminées, mais le plus grand nombre ont été obtenus à une distance $x = 27 \text{ mm}$ de la buse.

Les profils longitudinaux sur l'axe ont également été mesurés, mais aucune mesure significative n'a pu être faite à une distance inférieure à 15 mm de la buse, car la perturbation de la flamme par le tube de PITOT, serait alors trop grande.

Rappelons que certains expérimentateurs ont effectué des mesures significatives dans des jets de plus grand diamètre (11,12,16), ou en faisant passer rapidement dans la flamme un tube de PITOT non refroidi, combiné à un capteur à très court temps de réponse (21).

3.3.3.3 - La technique de mesure des vitesses de flamme

Par contre, il est parfaitement possible d'effectuer des mesures optiques de vitesse et de température du gaz immédiatement en sortie de buse. Nous n'avons pas abordé les mesures spectroscopiques de température, par contre, nous avons effectué quelques mesures de profils initiaux de la vitesse du plasma à l'aide d'une caméra ultra-rapide, à film défilant perpendiculairement à l'axe du jet, sans obturation (caméra "à fente" ou "streak caméra" des anglo-saxons).⁽⁺⁾

Les fluctuations rapides de la puissance dissipée se traduisent par des variations de puissance lumineuse ; en particulier, avec un film peu sensible (Kodachrome II, 40 Asa) un déroulement assez rapide du film (30 m/s) et une fente étroite (0,1 mm) on arrive à diminuer suffisamment le temps de pose, tout en séparant deux oscillations successives dans la zone correspondant aux puissances les plus basses, et en conservant une bonne sensibilité de mesure (courbe de montée sensiblement à 45°). Dans ces conditions la pente de la courbe de montée (qui a l'allure d'une "vague" est une mesure de la vitesse du gaz à chaque abscisse. Précisons que cette méthode a été exploitée systématiquement par ABRAMOVITCH et col. (19) pour effectuer des mesures ponctuelles et précises de profils transversaux et longitudinaux de vitesse.

.../...

(⁺) la technique d'exploitation des films sera détaillée au chapitre 4

3.3.3.4 - Exploitation des résultats expérimentauxa) - Variation du débit de quantité de mouvement ; intégration des profils transversaux de pression dynamique

L'écoulement étant nettement subsonique (+), la grandeur mesurée avec le tube de PITOT, ΔP est très sensiblement égale à l'énergie cinétique volumique locale $\rho u^2/2$, et donc proportionnelle au flux local de quantité de mouvement. Par conséquent, il est facile de déterminer le débit total de quantité de mouvement, à travers un plan situé à la distance axiale x de la buse, soit :

$$\Phi_T(x) = 2 \int_0^{\infty} \Delta P \cdot 2\pi r \, dr$$

Nous avons préféré rapporter Φ_T à l'unité de surface de la section de sortie de la tuyère ; nous présenterons des valeurs du flux moyen de quantité de mouvement :

$$\Psi_T(x) = \frac{\Phi_T}{\pi r_1^2} = 2 \int_0^{\infty} \Delta P \cdot 2 \frac{r}{r_1} d\left(\frac{r}{r_1}\right)$$

A titre d'exemple, la figure (3.3.3) montre une série de profils transversaux de pression dynamique à diverses distances x . On peut constater que ces profils sont bien symétriques, ce qui justifie l'intégration précédente. Ils sont par ailleurs très sensiblement affines (cf. fig. 3.3.4), $\Psi_T(x)$ est donc proportionnel à

$$\Delta P_A \cdot \frac{r_5^2}{r_1^2}$$

La figure (3.3.5) donne les valeurs de Ψ_T en fonction de x pour la situation de fonctionnement précédente ainsi que pour quelques autres.

On constate que Ψ_T n'est pas rigoureusement constant, contrairement à ce que laissait prévoir l'équation (8) : lorsqu'on s'éloigne de la buse Ψ_T commence par décroître pour devenir sensiblement constant à partir de 20 ou 25 mm. Nous n'avons pas étudié systématiquement ces variations longitudinales en raison de l'incertitude sur les mesures à proximité de la tuyère.

Ce résultat corrobore cependant celui obtenu par VALENTIN et col. (54,55) sur un jet laminaire. Nous verrons également au § (e) que les courbes expérimentales $r_5(x)$, mettent en évidence un confinement du jet plus important que celui prévu par le calcul. Selon certains auteurs, cet effet de striction serait lié à l'existence de forces d'origine électrique dont il faudrait tenir compte, dans le bilan de quantité de mouvement. Par ailleurs, la courbure des lignes de courant, importante

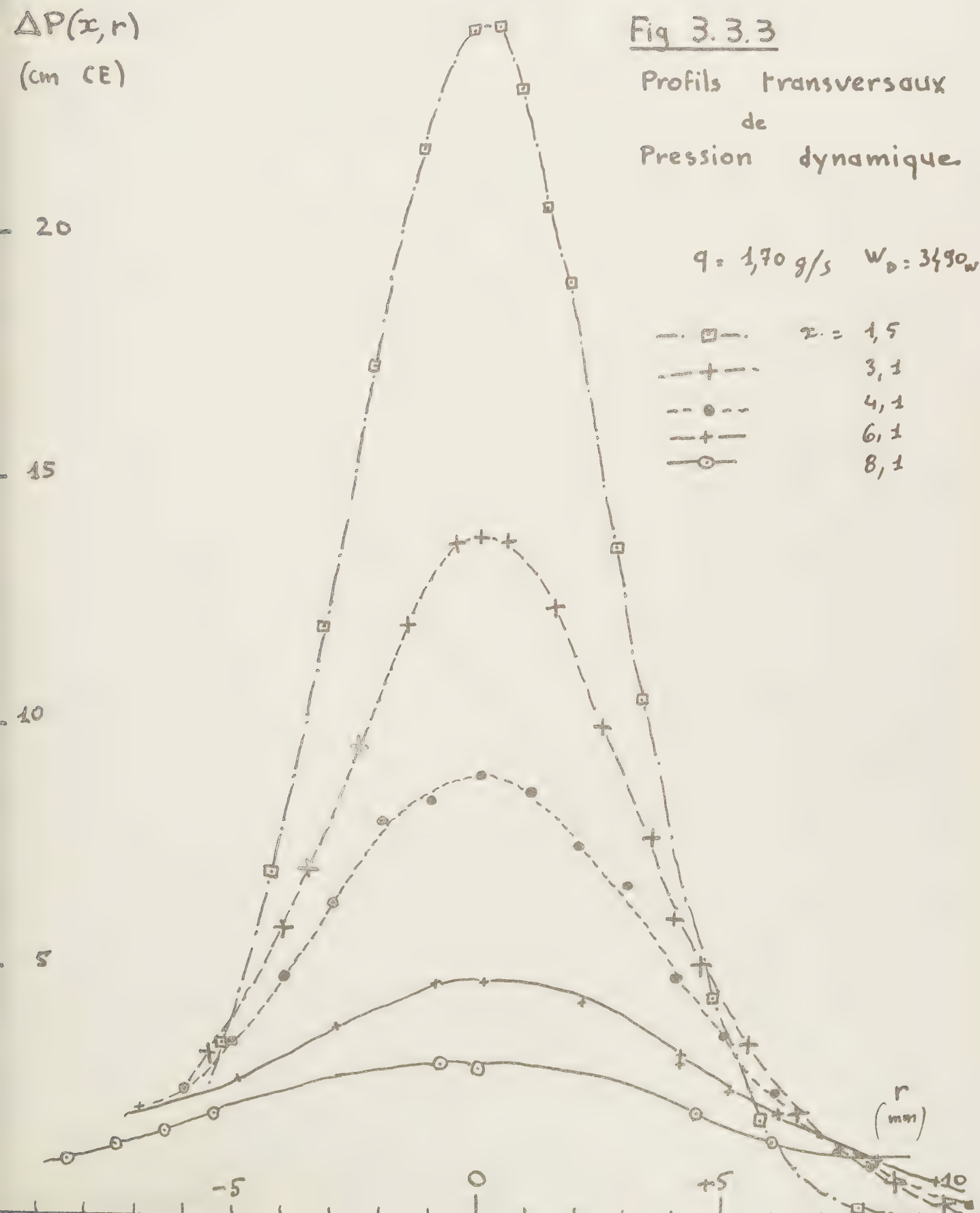
.../...

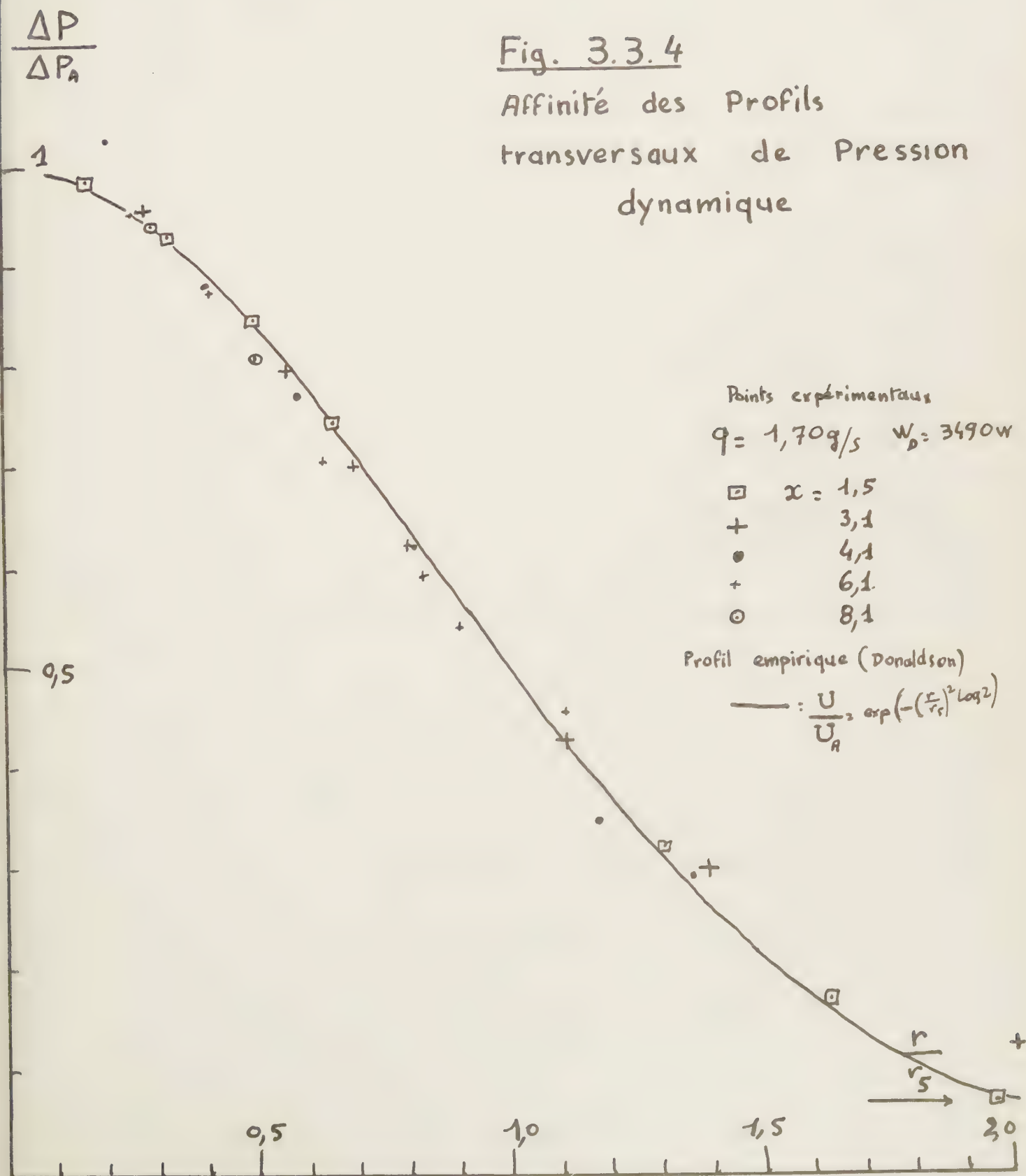
(+) nous verrons que les plus fortes vitesses mesurées ou évaluées ne dépassent pas 6-700 mètres/seconde alors que la vitesse du son dans l'argon est de 1317 m/seconde à 5.000°K, 2.400 m/seconde à 15.000°K.

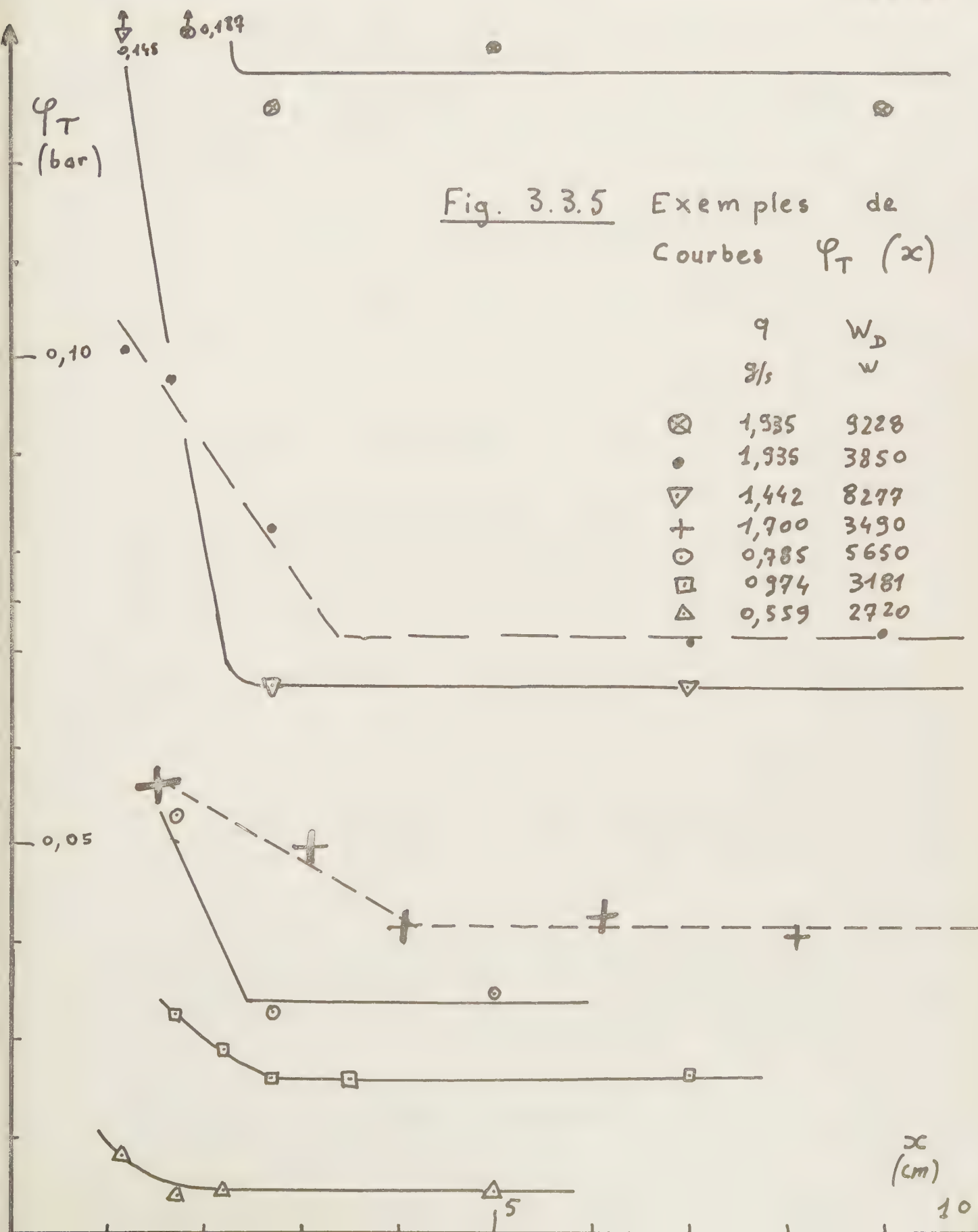
Fig 3.3.3

Profils transversaux
de
Pression dynamique

$$q = 1,70 \text{ g/s} \quad W_0 = 3490_w$$







vers l'extrémité du noyau, fait vraisemblablement intervenir localement des gradients non négligeables de pression statique.

Pour étudier l'influence du débit gazeux et de la puissance, nous nous sommes contentés d'évaluer la valeur limite de φ_T en effectuant la plupart des mesures à une distance suffisante (27 mm). Les résultats sont présentés dans le tableau (3.3.1) : φ_T croît avec la puissance et avec le débit.

b) - Evaluation de vitesses et d'enthalpies spécifiques en sortie de buse, par une méthode de bilan

Pour les différentes situations de fonctionnement, nous connaissons maintenant les débits globaux (ou les flux moyens), de matière, d'enthalpie et de quantité de mouvement. Les bilans globaux sur la section de sortie, ont la forme générale suivante :

$$\overline{\varphi}_G = \int_0^1 \rho u G \, d(y) \quad y = \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \quad (b.1).$$

A partir de résultats similaires, et sur la base de calculs très simples, SY (15) avait pu évaluer des vitesses axiales.

Nous avons également cherché à exploiter dans ce sens nos mesures de bilan, qui sont d'ailleurs plus complètes (+) ; l'absence d'études théoriques, et le nombre limité de résultats expérimentaux antérieurs ne donnent aucune indication sur la forme des profils en sortie de buse ; ceux-ci doivent donc être définis par des modèles arbitraires trop simples, les résultats dépendant étroitement du choix du modèle, nous avons abandonné, après de nombreux essais, ce type de calculs.

Nous nous contenterons de donner également dans le tableau (3.3.1) les valeurs moyennes (en masse) de la vitesse et de l'enthalpie définies par :

$$\overline{u} = \frac{\varphi_T}{\varphi_M} \quad \overline{H} = \frac{\varphi_H}{\varphi_M}$$

Nous pensons cependant que l'addition aux trois bilans, de mesures axiales de température et de vitesse, pourrait donner des renseignements très intéressants, sur la structure des écoulements et éventuellement sur les processus internes à la tuyère.

c) - Les mesures de vitesses initiales

Nous avons cependant cherché à mesurer des vitesses initiales de gaz à l'aide d'une caméra à fente. Nous avons pu atteindre simplement et avec une bonne précision des profils initiaux de vitesse, mais seulement pendant la période où la puissance dissipée, donc la température et la vitesse sont les plus basses. Dans nos conditions de prise de vue, on

.../...

(+) SY n'avait pas tenu compte du bilan thermique

n'obtiendrait une meilleure séparation des courbes de montée qu'en augmentant la vitesse du film, ce qui irait au détriment de la précision des mesures. Nous n'avons donc pu obtenir qu'une limite inférieure des vitesses initiales pour la situation de fonctionnement où ont été mesurées vitesses et enthalpies de grains. La photo 3.3.6 montre l'allure caractéristique des courbes de montée.

Les vitesses initiales mesurées s'étagent entre 100 et 300 m/sec., la figure (3.3.7) donne quelques exemples de profils mesurés sur le même film. C'est pourtant la seule technique de mesure locale, précise et sûre (+), dans un jet de plasma de petites dimensions. Sa mise au point reste très délicate et ABRAMOVITCH et col. (19) donnent assez peu de détails sur les conditions expérimentales (++)).

d) - Profil longitudinal de pression dynamique sur l'axe

d 1 - Comparaison avec la théorie d'ABRAMOVITCH

Nous avons vu précédemment que la théorie développée par ABRAMOVITCH (19) conduit à une équation très simple de ce profil : la pression dynamique serait constante et égale à :

$$\Delta P_1 = \frac{\rho_1 u_1^2}{2}$$

à la sortie de buse et jusqu'à une distance x_N , à partir de laquelle elle diminuerait suivant la loi :

$$\Delta P = \Delta P_1 \left[\frac{x_N + b}{x + b} \right]^2$$

Nous avons donc porté nos valeurs expérimentales en coordonnées $1/\sqrt{\Delta P}$ en fonction de x , pour les diverses situations : voir figures 3.3.8 (a) à (d)).

Nous n'obtenons pas une droite, mais deux droites quand le régime est turbulent, et une courbe sigmoïde, quand l'écoulement devient laminaire à petit débit et grande puissance.

En l'absence d'informations expérimentales plus précises, en particulier dans la zone de mélange, nous proposons les interprétations qualitatives suivantes de ces divergences :

- la théorie d'ABRAMOVITCH est relative au régime turbulent, la forme des courbes obtenues en régime transitoire n'est donc pas contradictoire.

- Nous avons vu au § a) que $\varphi_T(x)$ commence par décroître ; l'affinité des profils qui implique :

.../...

(+) parce que directe et ne perturbant pas la flamme

(++) ils auraient utilisé des émulsions sensibles à l'infra-rouge, avec un filtrage approprié

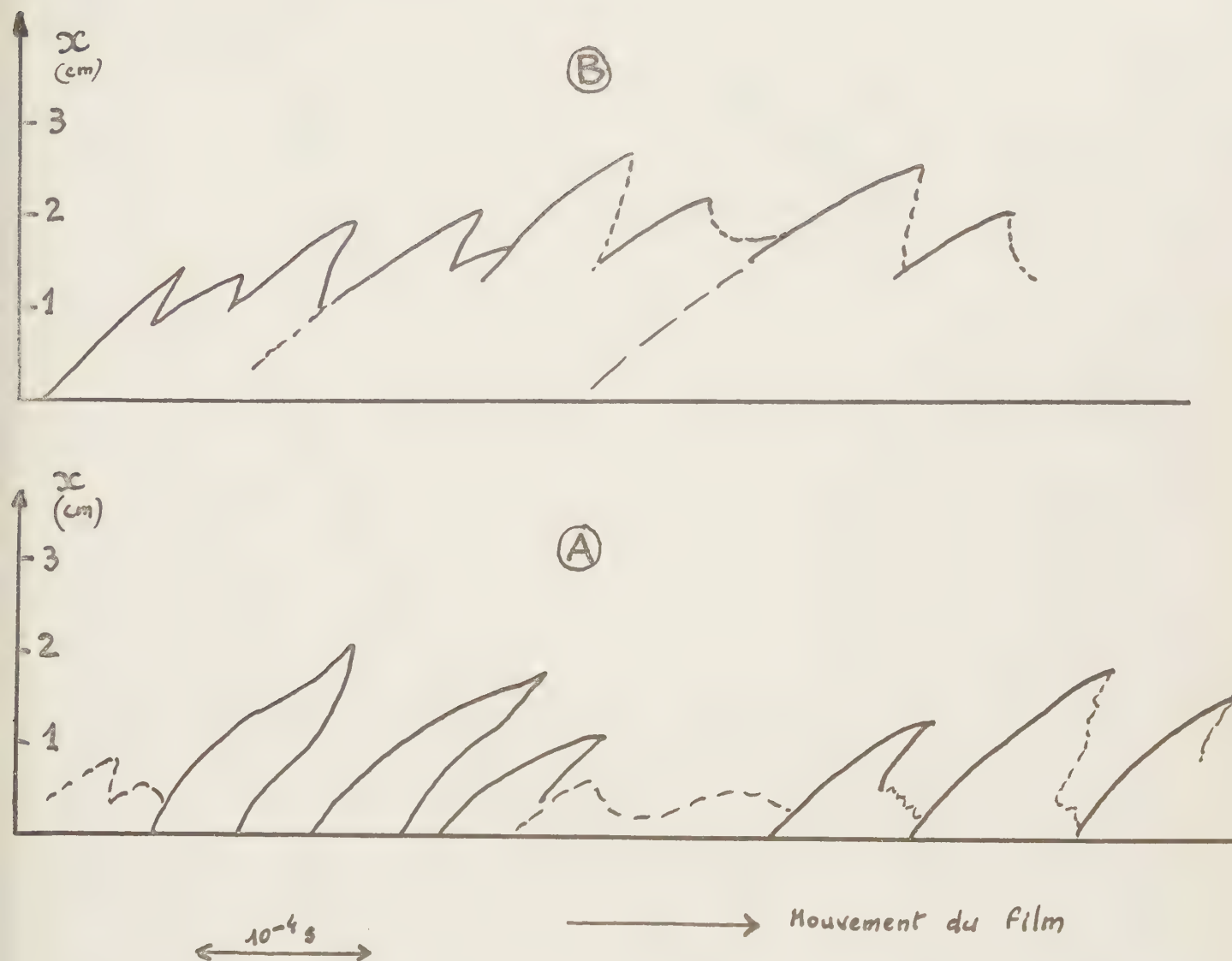


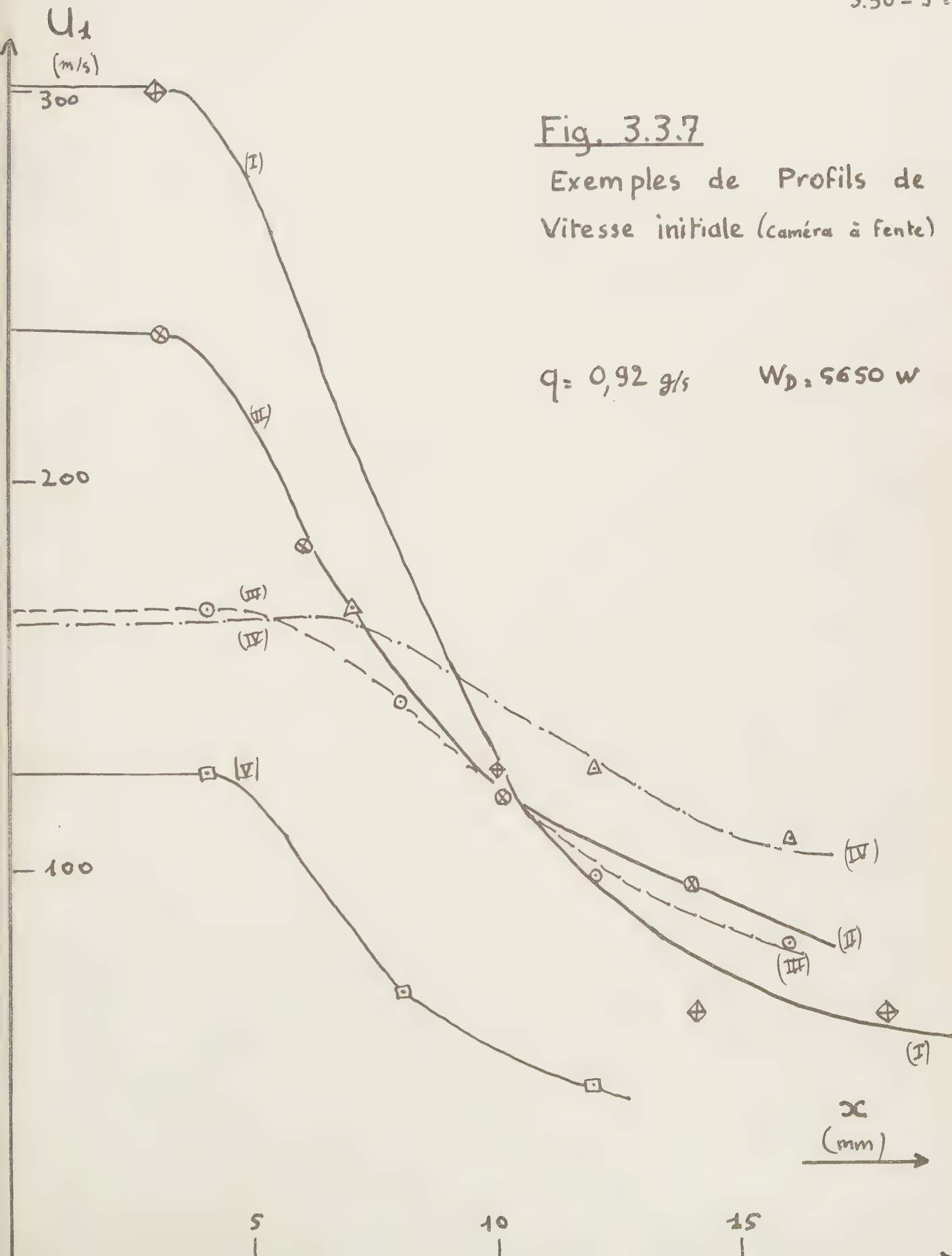
Fig. 3.3.6

Observation de la Propagation de
surintensités lumineuses dans la flamme (*)

(A) au minimum de Puissance

(B) au maximum de Puissance

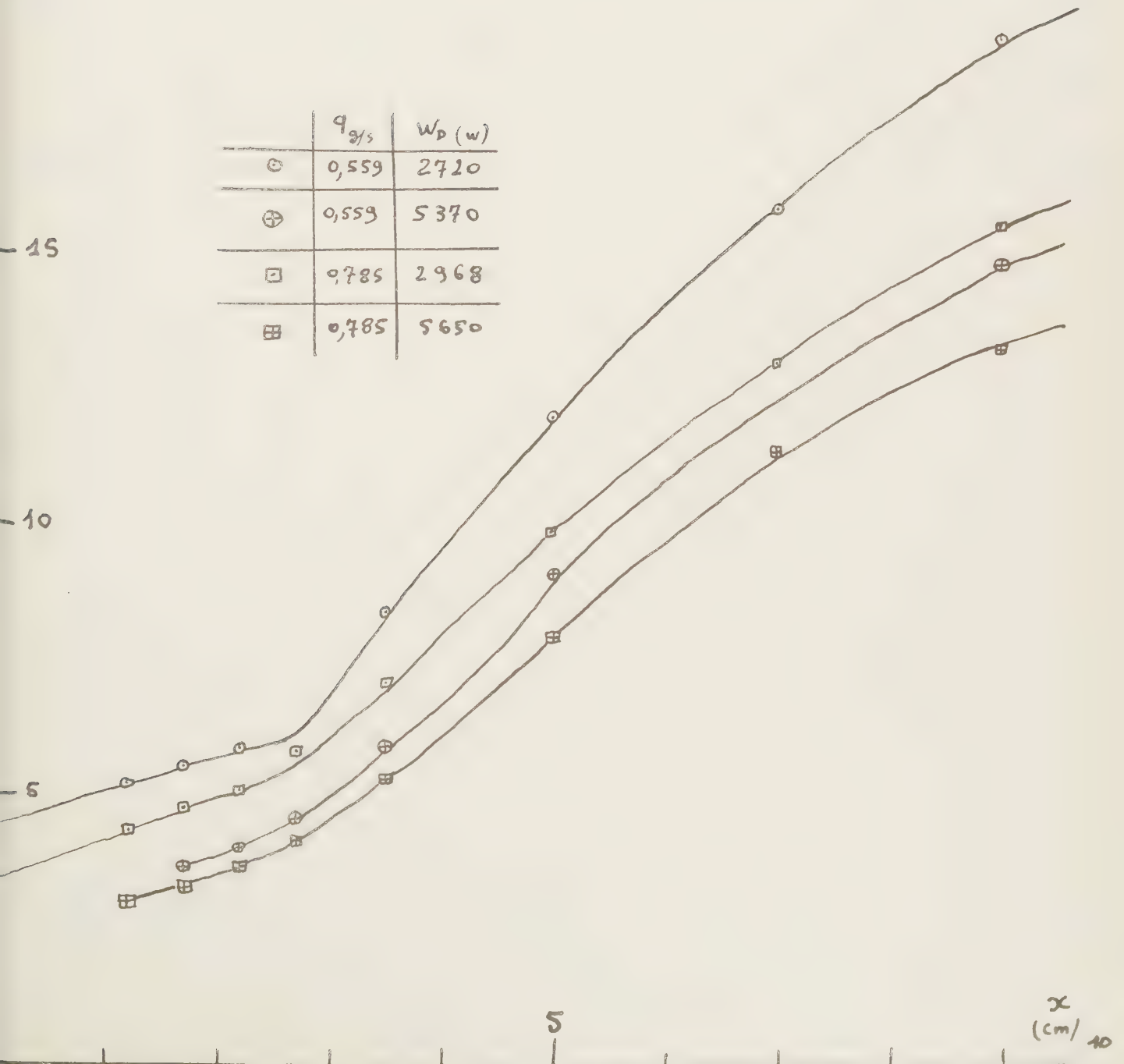
(*) Agrandissement d'une portion de film (x15)



1
 $\sqrt{\Delta P_{A_1}}$
 $(\text{bar})^{-\frac{1}{2}}$

Fig 3.3.8 (a) Profils longitudinaux
 de
 Pression dynamique

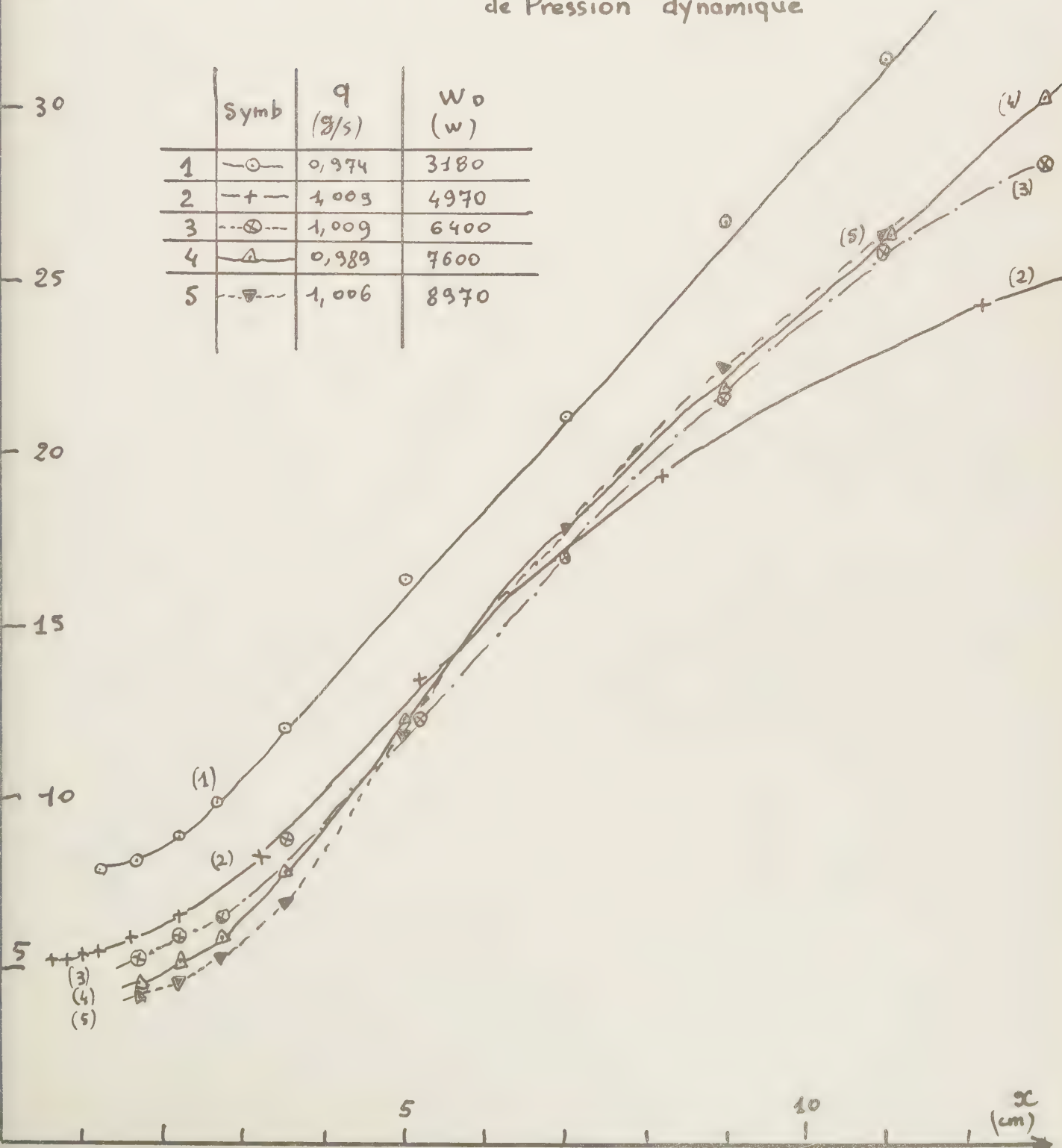
	$q_{g/s}$	$W_D (w)$
○	0,559	2720
⊕	0,559	5370
□	0,785	2968
⊞	0,785	5650



$$\frac{1}{\sqrt{\Delta P_R}} \text{ (bar)}^{-\frac{1}{2}}$$

Fig. 3.3.8 (b). Profils longitudinaux
de Pression dynamique

	Symb	q (g/s)	W ₀ (w)
1	—○—	0,974	3180
2	—+—	1,009	4970
3	---⊗---	1,009	6400
4	—△—	0,989	7600
5	---▽---	1,006	8970



$$\frac{1}{\sqrt{\Delta P_A}}$$

$$(\text{bar})^{-\frac{1}{2}}$$

3.30-6 $\frac{1}{2}$

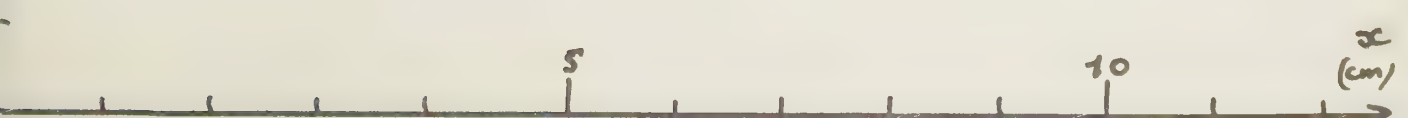
15

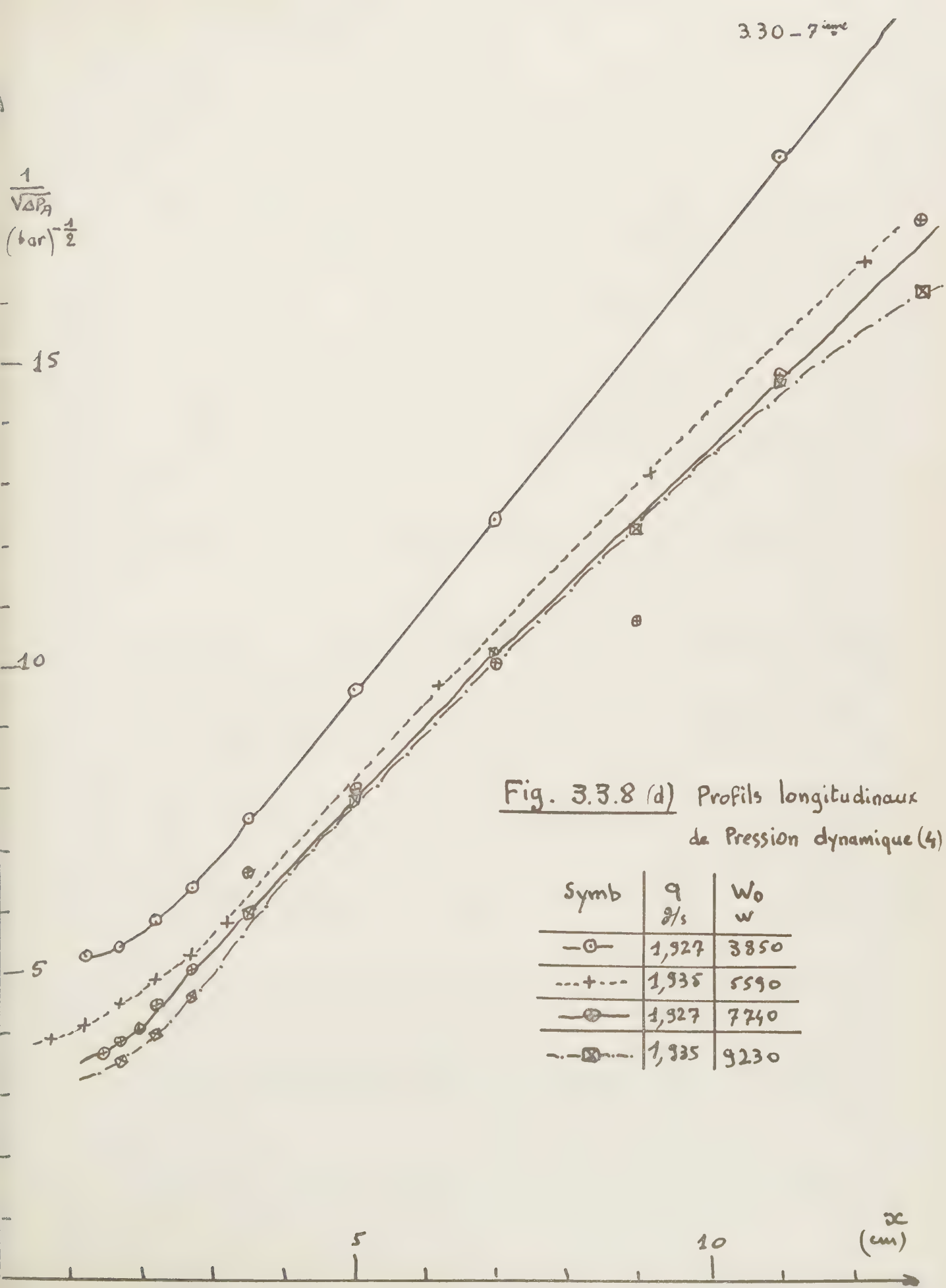
10

5

Fig 3.3,8(c) Profils longitudinaux
de Pression dynamique

N°	Symb	Q (g/s)	W _D (w)
I	⊙	1,448	3490
II	+	1,450	6800
III	⊕	1,442	8277





$$\varphi_T = k \Delta P_A r_5^2$$

et la faible variation relative de r_5 font que, initialement, ΔP_A au lieu d'être constante décroît à peu près proportionnellement à φ_T .

- Cette dernière interprétation reste assez sujette à caution, toujours en raison de l'incertitude sur les premières valeurs mesurées.

d 2 - Concordance avec la méthode de DONALDSON

Des quatre données fondamentales (cf. § 3.3.1 et 3.3.2.2), u_1 , H_1 , φ_T et φ_M , seule φ_M est connue précisément ; les valeurs de φ_T introduites dans le calcul sont en effet les valeurs limites, (cf. § a) ; nous avons une idée de H_1 d'après les valeurs spectroscopiques de la température axiale (10.000-15.000°) mesurées par d'autres auteurs (14, 15,22), et nous ne connaissons expérimentalement qu'une limite inférieure de u_1 . Nous connaissons par contre les valeurs moyennes $\bar{H}$ et $\bar{u}$ (cf. § b) et tableau 3.3.1).

Nous avons effectué un premier calcul approximatif en attribuant à H_1 une valeur arbitraire de 2.800 cal/g. ($T_1 = 12.000^\circ\text{K}$) et à u_1 la valeur :

$$u_1 = \bar{u} \frac{H_1}{\bar{\Delta H}} (+)$$

soit avec : $\bar{u} = 162 \text{ m/s}$ et $\bar{\Delta H} = 846 \text{ cal/g}$; $u_1 = 535 \text{ m/s}$ (valeur nettement supérieure à 300 m/seconde, la plus forte des valeurs expérimentales observées en caméra à fente cf. § c).

Malgré ce choix arbitraire, au delà de 25-30 mm de la buse, la concordance entre le profil calculé et le profil expérimental de pression dynamique est très bonne.

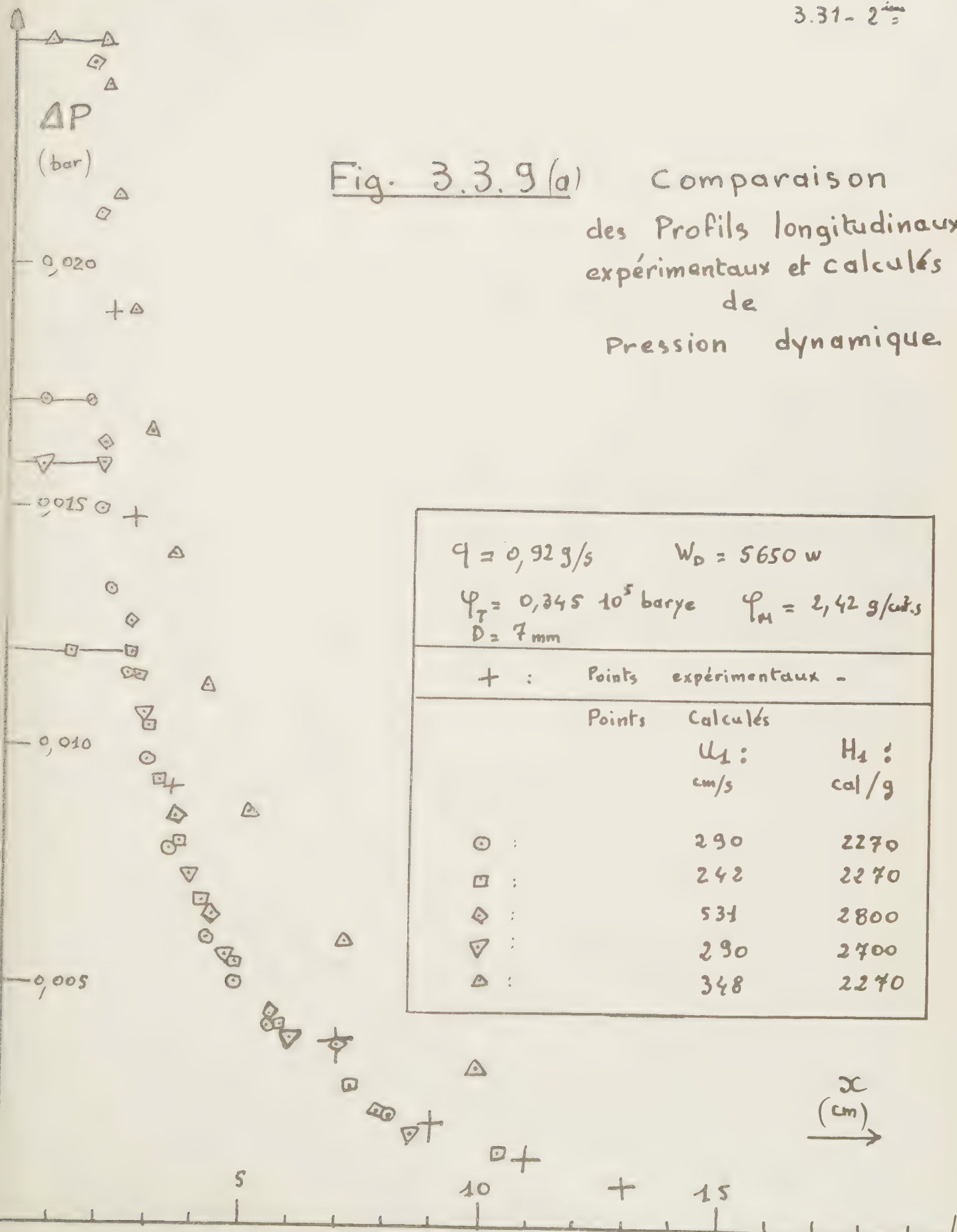
Nous avons ensuite réitéré le calcul en conservant à φ_T et φ_M leurs valeurs expérimentales, mais en donnant à u_1 et H_1 des valeurs pouvant s'éloigner notablement des premières. Pratiquement, dans tous les cas, à une certaine distance de la buse, les profils longitudinaux calculés de vitesse, d'une part, et de pression dynamique, d'autre part, se placent sur une courbe unique. Ces résultats calculés et expérimentaux, sont regroupés sur la figure 3.3.9 (a) et (b) où nous avons noté également les valeurs de u_1 et H_1 .

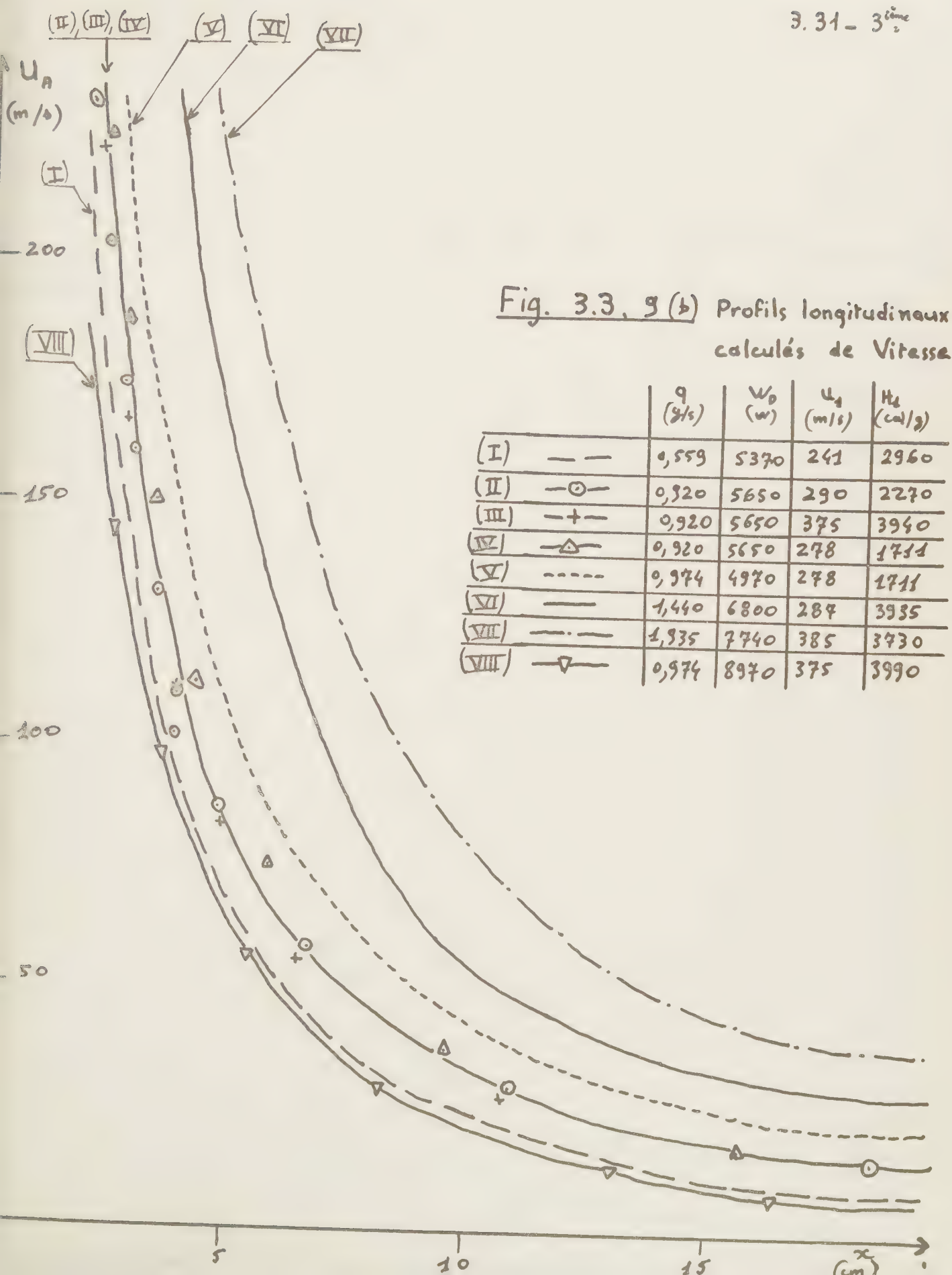
Nous présentons sur la figure (3.3.10) les profils calculés et expérimentaux correspondant à quelques autres situations de fonctionnement prises dans toute la gamme de débits et de puissances.

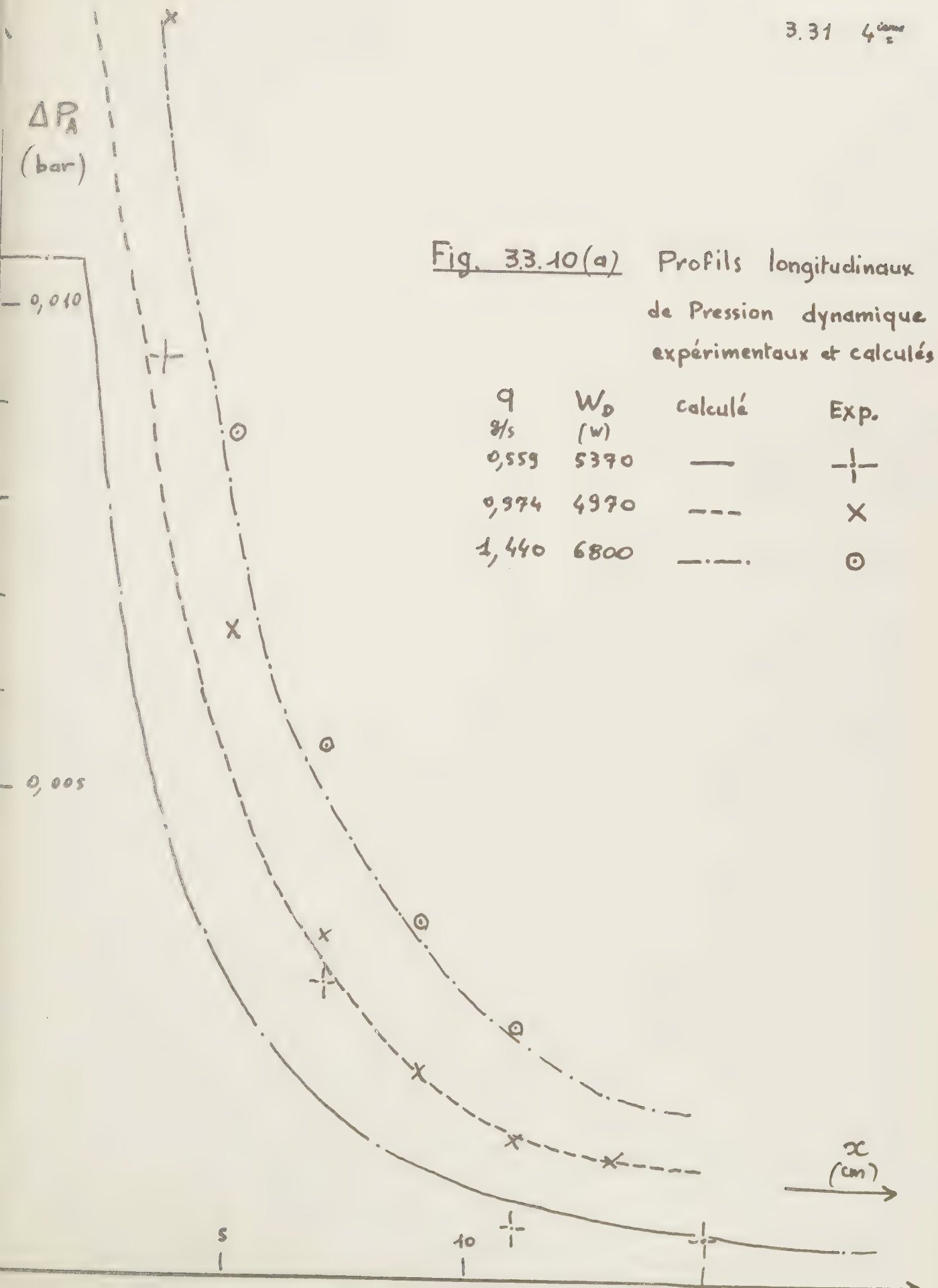
En conséquence, hors de la zone de mélange, les approximations proposées par DONALDSON sont parfaitement justifiées. Les caractéristiques du jet dépendent essentiellement de φ_M et φ_T pour une gamme raison-

.../...

(+) ce qui revient à supposer une affinité des profils d'enthalpie et de vitesse dès la sortie de la buse





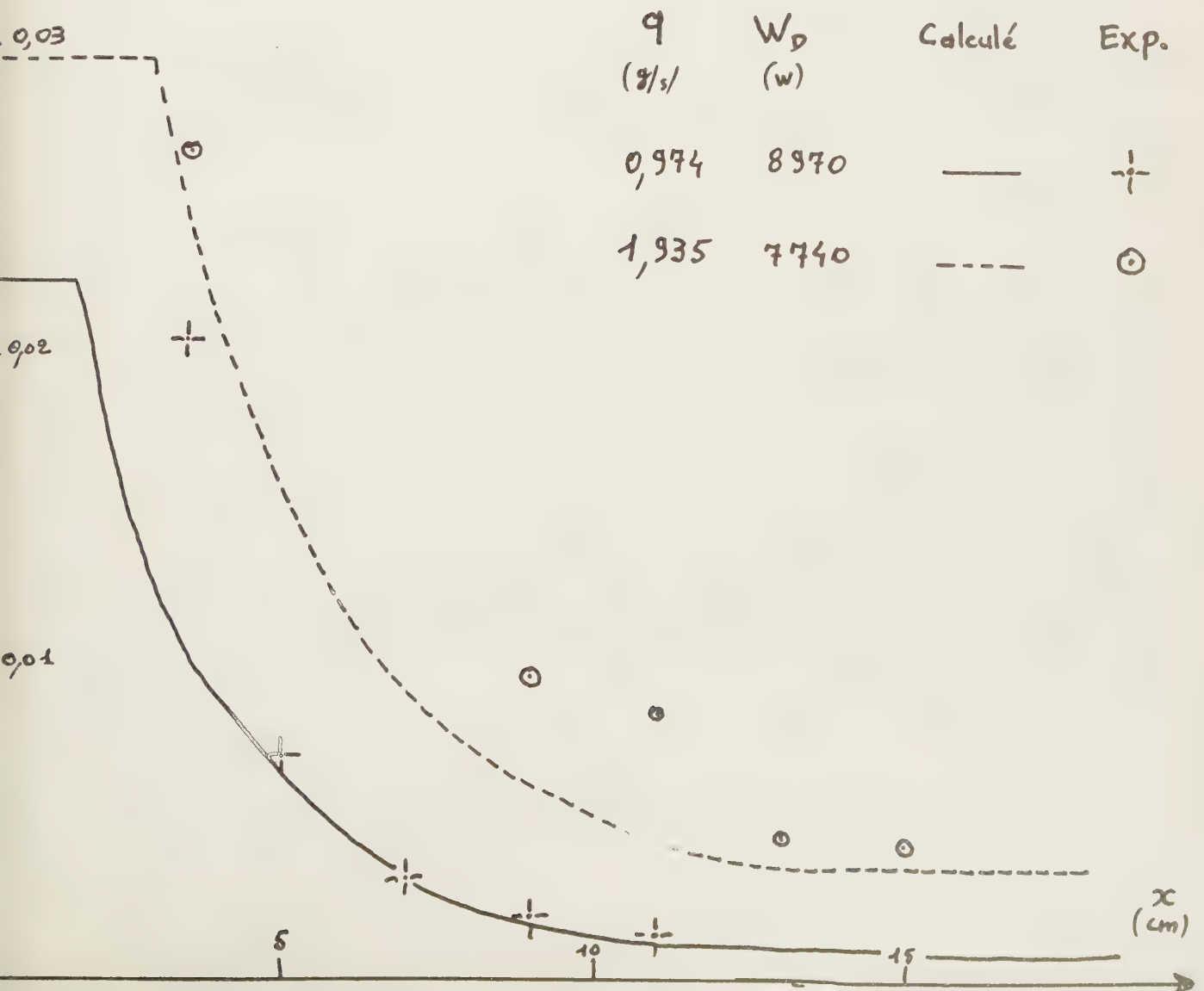


ΔP_A
(bar)

0,04

⊙

Fig 3.3.10 (b) Profils longitudinaux
de Pression dynamique
expérimentaux et calculés



nable de valeurs (+) de u_1 et H_1 ; cette observation recoupe celles de SFORZA et col. (45) sur des jets de fluide "incompressible" (air froid dans l'air) : quelle que soit la forme de la tuyère, à section constante, et pour une même vitesse initiale, tous les jets deviennent identiques à une certaine distance de la buse.

- Nous n'avons pas pu remonter aux propriétés axiales, mais nous savons calculer les valeurs absolues locales de la vitesse dans la zone d'écoulement établi. Nous avons pu, à partir du tableau des valeurs calculées déduire une représentation analytique purement empirique (++) des profils de vitesse valable sur une dizaine de cm après la zone de mélange.

$$u = \frac{K}{(x+b)^2}$$

Cette représentation nous sera très utile dans les calculs des chapitres 4 et 5. Elle nous permettra en particulier, d'atteindre une valeur de u_1 par une optimisation des profils calculés de vitesse de grains.

- En fait, cette connaissance précise d'une des grandeurs axiales est indispensable pour pouvoir calculer complètement le jet ; si une valeur approximative permet de calculer $\rho u^2/2 (x)$, $u (x)$ et $H (x)$ par contre, aux mêmes abscisses, nous ne connaissons ni la température, ni la composition.

$$\text{En effet : } y = \frac{u}{u_1} \quad T = f (H, y)$$

si u_1 est mal connu, il en est de même de y et donc de T .

e) - Elargissement du jet - Profils transversaux

A partir du tableau de valeurs fourni par l'ordinateur, il est possible à une abscisse quelconque de tracer le profil transversal de vitesse, d'après l'équation (10) ou (11), d'où celui de pression dynamique, $\rho u^2/2$ ne dépendant que de u .

L'accord entre ces courbes et les résultats expérimentaux est assez satisfaisant, comme le montre la figure (3.3.12).

Il est également possible de positionner les points expérimentaux $r_5 (x)$ par rapport aux courbes calculées (cf. fig. 3.3.13) ; comme nous l'avons déjà signalé au § a), le confinement réel du jet à l'extrémité de la zone de mélange est plus important que celui du jet calculé. Par contre, dans la zone d'écoulement établi, les points expérimentaux

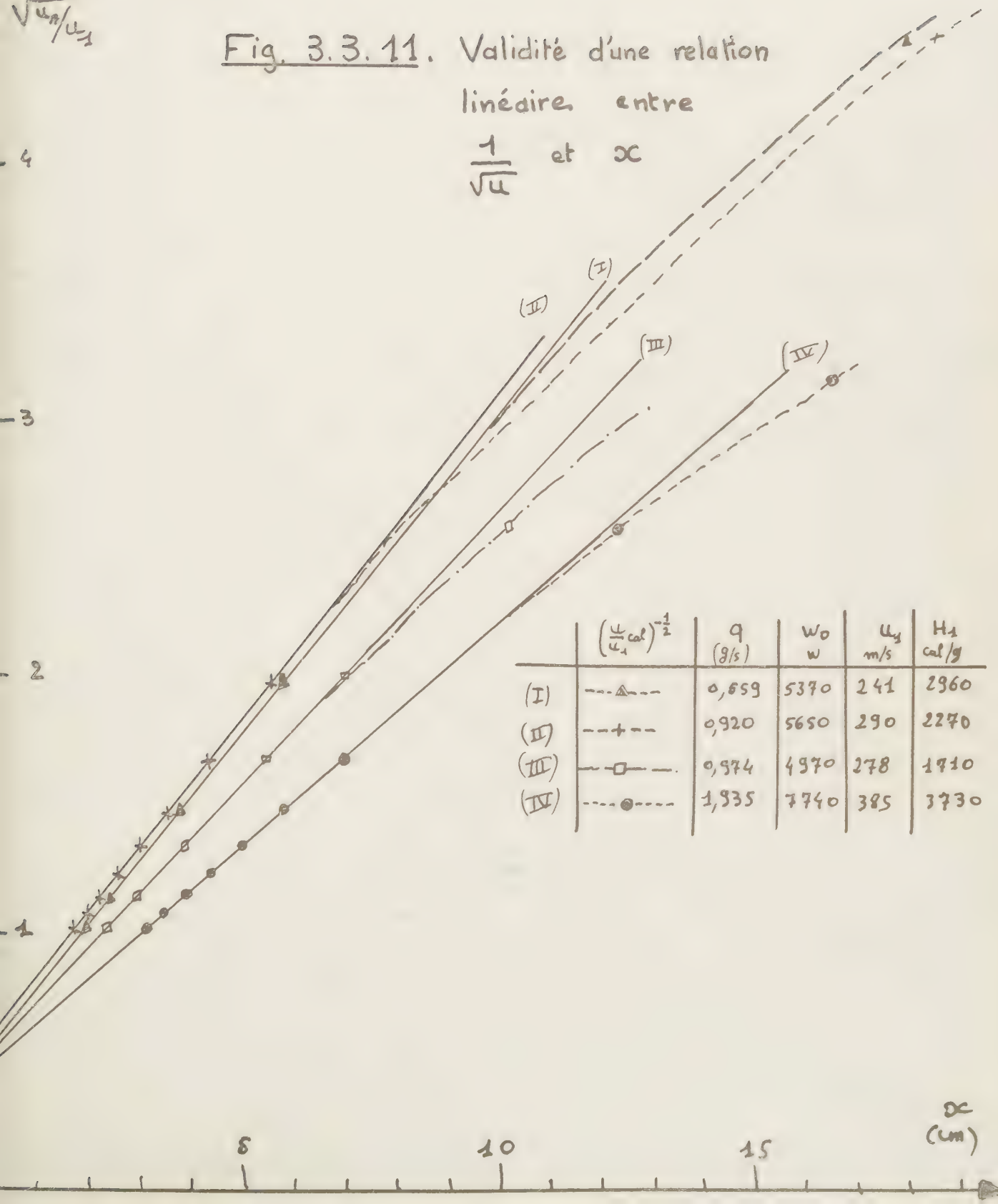
.../...

(+) définies à 50 ou 100 % près

(++) les paramètres K et b sont déterminés en reportant les valeurs calculées en coordonnées, $1/\sqrt{u}$ en fonction de x (cf. fig. 3.3.11)

$$\frac{1}{\sqrt{u_2/u_1}}$$

Fig. 3.3.11. Validité d'une relation
linéaire entre
 $\frac{1}{\sqrt{u}}$ et x



ΔP
(bar)

0,015

(I)

(II)

0,010

0,005

Fig 3.3.12 : Profils transversaux
de Pression dynamique
calculés et expérimental

$$q = 0,92 \text{ g/s} \quad W_D = 5650 \text{ W}$$

---+--- Courbe expérimentale

— } Courbes calculées

$x = 27 \text{ mm}$

r
mm
→

1

2

3

4

5

se placent sur les courbes calculées qui sont d'ailleurs pratiquement rectilignes ; rappelons que l'expansion linéaire était une des hypothèses de calcul d'ABRAMOVITCH.

f) - Résultats pratiques

Nous n'avons pas pu calculer de valeurs précises de u_1 et H_1 à partir des bilans globaux de matière, enthalpie et quantité de mouvement, en sortie de buse.

La concordance entre les valeurs locales calculées et mesurées de la pression dynamique et de l'expansion du jet nous permettent d'admettre que les hypothèses de DONALDSON s'appliquent dans le cas d'un jet libre turbulent d'argon partiellement ionisé dans l'air ; autrement dit, le transfert de matière entre le gaz éjecté et le gaz ambiant y est aussi important que les transferts de chaleur et de quantité de mouvement ; ceci est surtout valable à partir d'une certaine distance de la buse (20-30 mm).

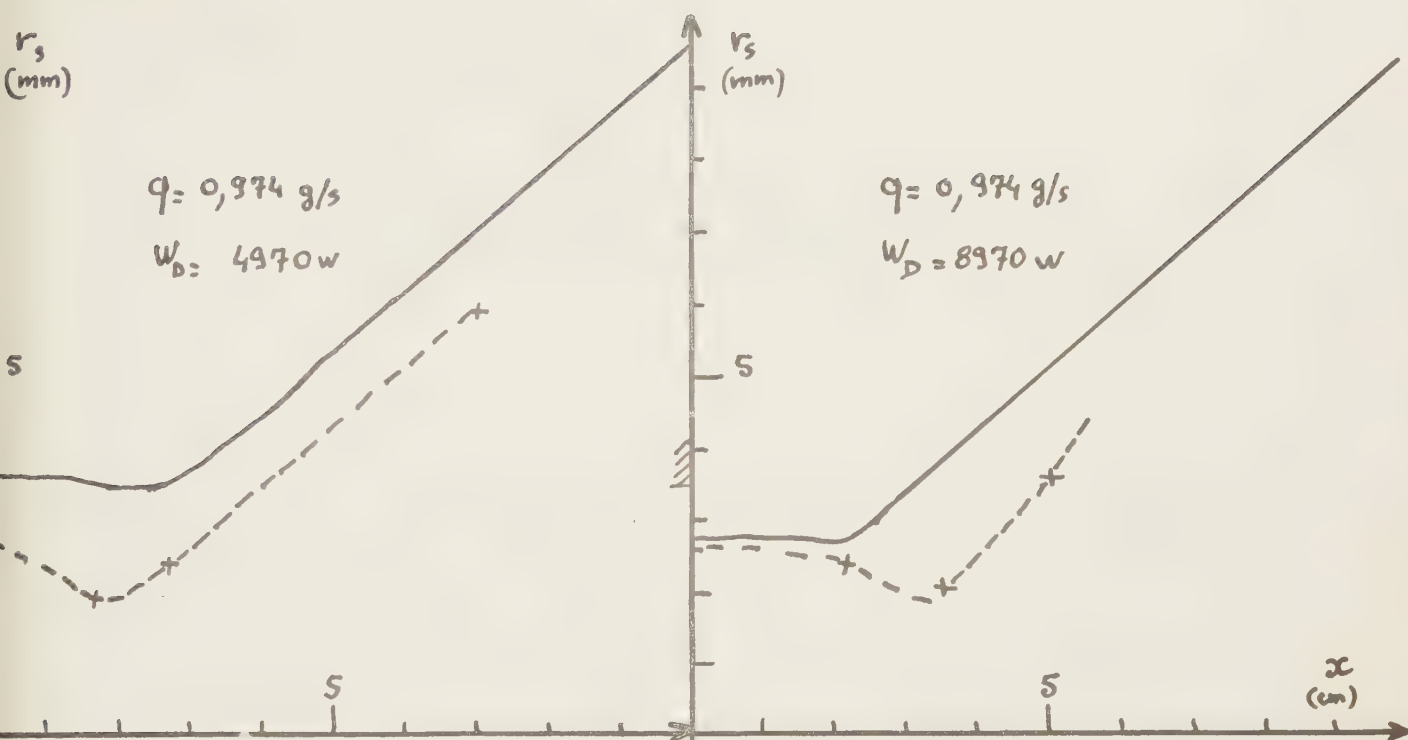
Une autre conséquence importante de cette vérification a été la possibilité d'évaluer des valeurs locales de la vitesse, difficilement mesurables par une méthode quelconque.

Nous avons ainsi montré indirectement qu'un jet libre turbulent de fluide compressible, est bien représenté par les équations semi-empiriques.

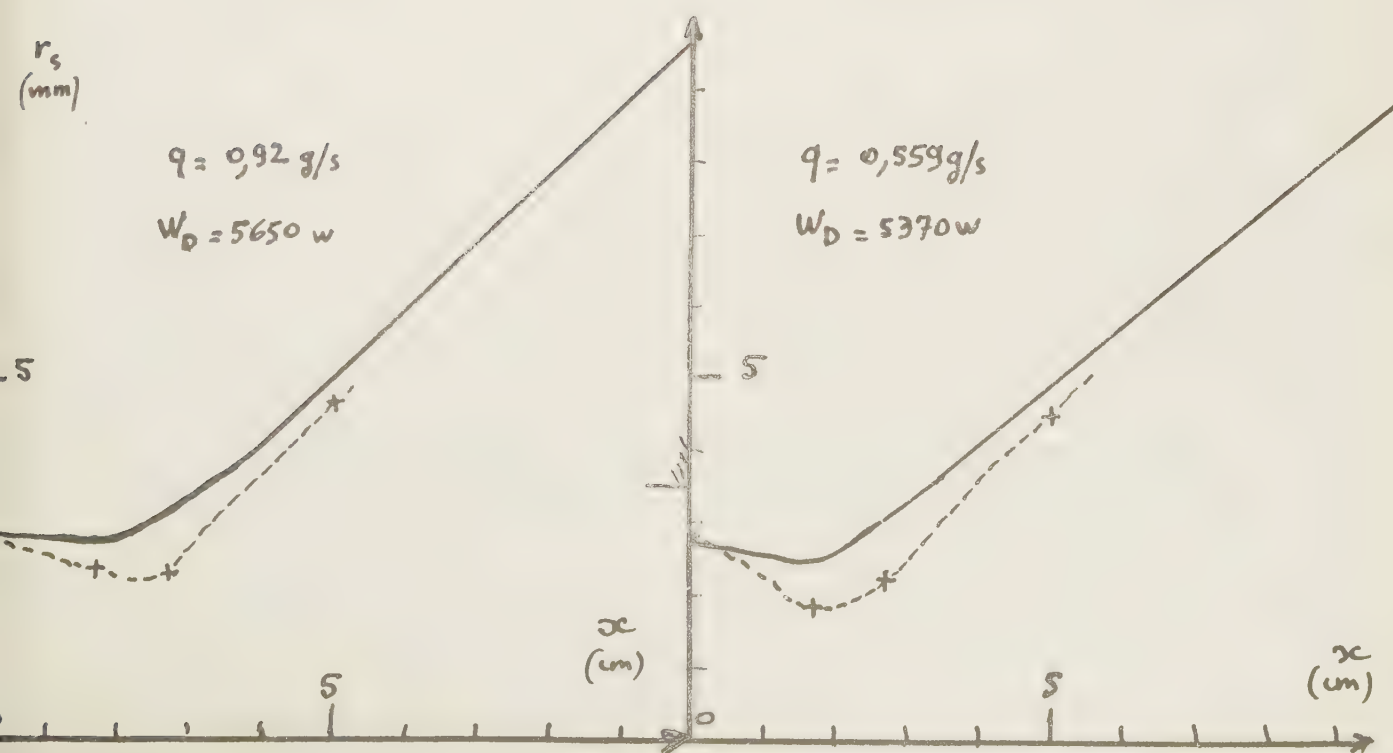
$$\begin{aligned}
 u_A &= u_1 & x &\leq x_N \\
 u_A &= u_1 \left[\frac{x_N + b}{x + b} \right]^2 & & \\
 u(x, r) &= u_A(x) f\left(\frac{r}{r_5(x)}\right) & & \\
 r_5(x) &= cx + d & & \\
 \frac{u(x, r)}{u_1} &= y = \frac{H_t}{H_{t_1}} = U & & \\
 \rho &= \rho(U) & (9) &
 \end{aligned}
 \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \\ \end{array} \right\} \begin{array}{l} x > x_N \end{array}$$

où x_N , u , b , c et d doivent être déterminés expérimentalement.

Au chapitre 4 nous déterminerons en effet u_1 , x_N et b , à partir des profils expérimentaux de vitesse de grains.

Fig 3.3.13

Expansion du jet
expérimentale et calculée



2ème PARTIE

VITESSE ET ECHAUFFEMENT DE GRAINS INJECTES DANS UN CHALUMEAU A PLASMA

EXPOSE DU PROBLEME

Nous avons étudié dans la 1ère partie la répartition des vitesses du gaz à la sortie de la buse et nous avons notamment montré que la vitesse axiale reste constante jusqu'à une certaine distance x_N de la buse et décroît ensuite comme l'inverse du carré de cette distance.

Nous nous posons maintenant le problème de connaître la vitesse en tous points de grains injectés par des orifices latéraux, situés à quelques millimètres de l'extrémité de la buse (voir figure 4.1). Nous porterons spécialement notre attention sur les grains qui suivent une trajectoire axiale (avec une vitesse initiale nulle). On peut dès maintenant prévoir que la vitesse des grains va d'abord croître très rapidement, du fait de l'entraînement par le gaz, qui s'écoule à plusieurs centaines de mètres par seconde. Le "frottement" d'un grain sur le gaz qui l'entoure est une fonction croissante de la différence des vitesses du gaz et du grain. A grande distance de la buse, donc, ces vitesses devraient devenir égales.

La vitesse du grain doit donc passer entre temps par un maximum, mais on peut même prévoir que, du fait de l'inertie des grains, la vitesse peut être supérieure à celle du gaz qui l'entoure, à partir d'une certaine distance de la buse (voir fig. 4-1).

Nous avons vu de même dans la 1ère partie, que l'enthalpie spécifique du gaz, suit le long de l'axe une variation proportionnelle à celle de la vitesse du gaz. La température axiale reste donc constante dans le dard, jusqu'à une distance x_N de la buse et décroît ensuite quand x croît. Pour les mêmes raisons que ci-dessus, on peut prédire que la température des grains injectés croît très rapidement jusqu'à la distance x_N , puis passe par un maximum et rejoindrait, à distance infinie une valeur égale à celle du gaz. On conçoit qu'ici encore, du fait de leur inertie thermique, la température des grains puisse être, dans une certaine partie de leur trajectoire, très supérieure à celle du gaz environnant (voir fig. 4-1).

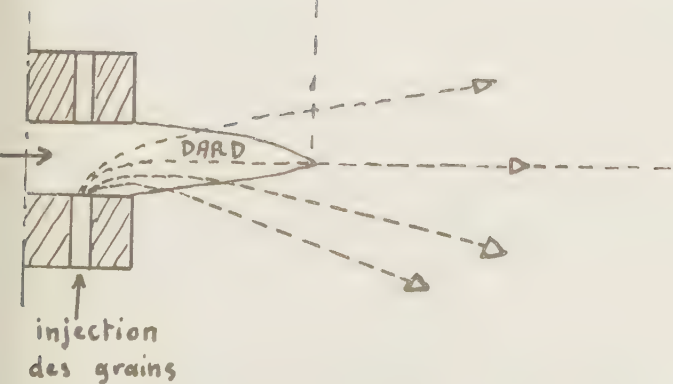
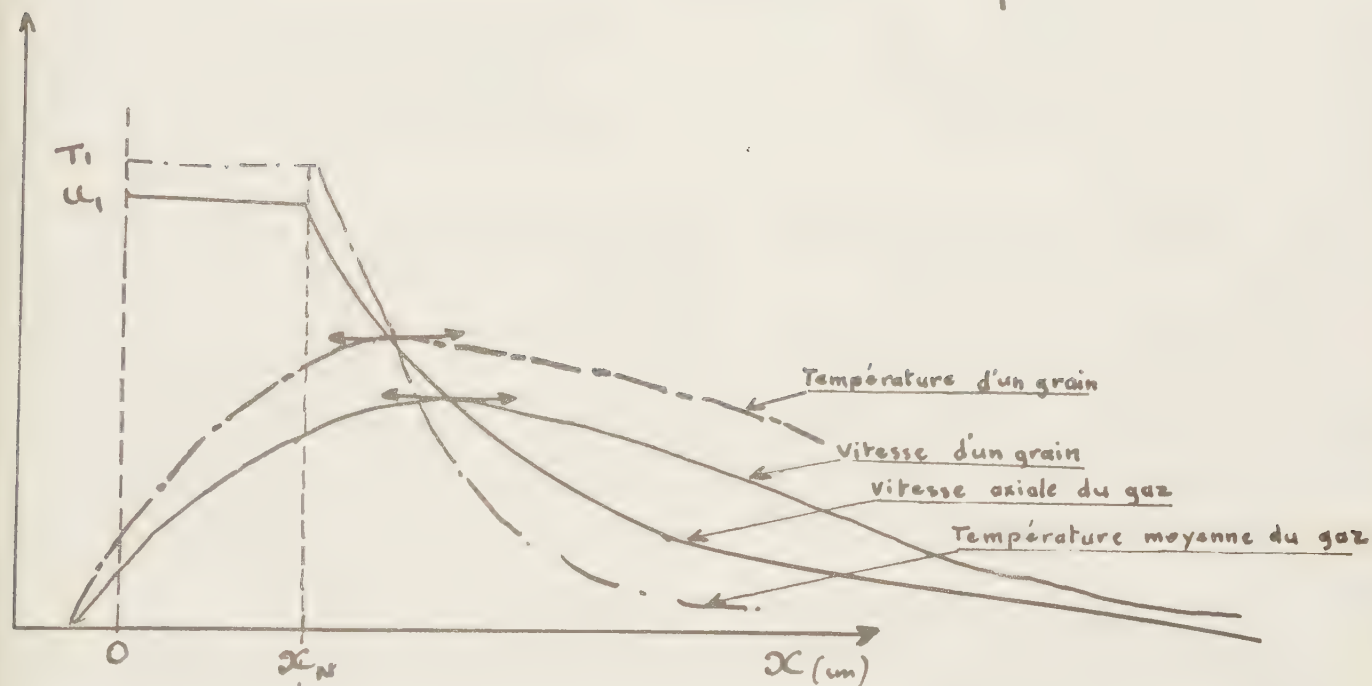
Nous nous proposons d'étudier la forme de ces divers profils longitudinaux de vitesse et de température de grains, en fonction de leur diamètre et de la nature du matériau qui les compose. L'étude expériment-

.../...

tale directe étant pratiquement impossible, nous n'avons guère pu effectuer que des mesures indirectes d'ailleurs peu précises, et nous avons porté nos efforts sur l'étude théorique en exploitant au mieux les équations de bilans de matière, de chaleur et de quantité de mouvement. Nous verrons que moyennant certaines approximations, il est possible de découpler les équations de transfert de chaleur et de quantité de mouvement dans la couche limite entourant le grain, et de calculer séparément les profils de vitesse de grain.

-:-:-:-

Fig. 4.1 Vitesse et échauffement de grains injectés dans un chalumeau à plasma



CHAPITRE IV

ETUDE DE LA VITESSE DES GRAINS

4.1 - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

De nombreux expérimentateurs ont étudié l'entraînement de matériaux pulvérulents injectés radialement ⁽⁺⁾ dans des flammes de chalumeaux de projection. On trouve par contre assez peu de tentatives de calcul des trajectoires, la plupart des auteurs se bornant à évaluer des temps de séjour moyens pour interpréter leurs mesures calorimétriques ou prédire l'état thermique des grains.

Les résultats les plus intéressants, tant par les renseignements qu'ils apportent que par les techniques de mesure présentées sont ceux de MATTING et col. (57), MOORE et col. (58), LEVINSTEIN (59).

Ces trois études sont présentées dans le cadre de recherches de conditions optimales de projection. LEVINSTEIN projetant du tungstène (44-75 μ) en atmosphère contrôlée a étudié, à débit de gaz constant, l'influence de la pression sur la vitesse des grains mesurée avec un miroir tournant : les résultats, d'une précision assez moyenne, donnent surtout des indications qualitatives : à pression décroissante, donc à vitesse croissante du gaz, la vitesse des grains augmente de façon sensible.

Quant aux deux premiers auteurs qui ont fait des études systématiques des très nombreux paramètres intervenant en projection au chalumeau oxyacétylénique, ils présentent des profils de vitesse de grains, à maximum pour les grains les plus petits, à vitesse devenant vite constante pour les plus gros.

D.G. MOORE présente également le profil axial de vitesse du gaz ; le maximum de vitesse des petits grains d'alumine se situe sensiblement sur cette courbe.

Il en est ainsi qualitativement dans le cas de l'entraînement visqueux. C'est d'ailleurs l'hypothèse faite par ENGELKE (60) dans son calcul de l'entraînement et de l'échauffement de grains dans un chalumeau à plasma d'arc ; précisons qu'il part du modèle simple d'un gaz d'entraînement isotherme et à vitesse constante ; ses mesures étant uniquement calorimétriques, nous en parlerons plus longuement au chapitre 5.

Par contre, DAUVERGNE (1), à la suite d'une étude des conditions optimales de pénétration de grain d'alumine dans la flamme d'un four induc-

.../...

(+) donc à vitesse initiale nulle

tif à plasma d'argon, est amené à négliger les forces de viscosité. Ce résultat n'est cependant pas en contradiction avec les précédents ; en effet, les grains sont injectés axialement à une vitesse comparable à celle du gaz, un calcul simple montre que le freinage visqueux peut être négligé.

4.2 - EQUATION DU MOUVEMENT D'UN GRAIN

421 - Cas simple du mouvement d'un grain dans un fluide isotherme

Rappelons l'équation générale de la sédimentation d'un grain de diamètre d_g , de masse volumique ρ_g et de vitesse V_g :

$$\rho_g \frac{\pi d_g^3}{6} \frac{d\vec{V}_g}{dt} = \vec{F}_f + (\rho_g - \rho) \frac{\pi d_g^3}{6} \cdot \vec{g}$$

où $\vec{F}_f$ est la force de frottement du fluide sur le grain, qui est une fonction croissante de la vitesse relative du grain par rapport au fluide environnant.

Dans la 1ère partie de la trajectoire, quand la vitesse u du gaz est de quelques centaines de mètres/seconde et la vitesse du grain part de zéro, cette force F_f est très grande et provoque l'accélération rapide du grain. Elle s'annule au point de la trajectoire où $u = V_g$. Elle devient ensuite une force de freinage, quand V_g est supérieur à u . Nous avons vérifié, à postériori, que l'on peut négliger la pesanteur g en comparaison de F_f en tous points de la trajectoire, et même pendant le court instant où F_f passe par une valeur nulle.

La variation de F_f avec la vitesse relative du grain est généralement représentée par une relation adimensionnelle entre le critère de Newton (ou coefficient de trainée (74)) :

$$Ne \equiv \frac{8 F_f}{\rho (u - V_g)^2}$$

et le critère de Reynolds :

$$Re = \frac{\rho |u - V_g| d_g}{\eta}$$

Cette relation peut par exemple être mise sous la forme empirique générale suivante (74) :

$$\boxed{Ne = a Re^{-n}} \quad (4.1)$$

où a et n sont deux coefficients qui dépendent du régime d'écoulement, comme l'indique le tableau suivant :

.../...

Re	a	n	Régime
<2	12x2	1	STOKES
2< <500	12x2 ^{0,6}	0,6	ALLEN
>500	0,44	0	NEWTON

Le calcul à postériori, montre que le critère de Reynolds prend dans la 1ère et la dernière partie de chaque trajectoire, des valeurs de l'ordre de 10 à 100. Il n'est inférieur à 2 que dans un court intervalle de temps, autour du point d'inversion entraînement/freinage. Nous en concluons que presque toute la trajectoire du grain s'effectue en régime transitoire de ALLEN, la portion effectuée en régime de STOKES étant négligeable.

Nous sommes donc amenés à substituer, dans l'équation du mouvement (1), l'expression générale de F_f , soit :

$$F_f = \frac{Ne}{8} \rho (u-V_g)^2 = \frac{a \cdot Ke^{-n}}{8} \rho (u-V_g)^2 \quad (4.2)$$

avec $a = 18,3$ et $n = 0,6$

Il en résulte :

$$\frac{dV_g}{dt} = \psi_g (u-V_g)^{2-n} \quad (4.3)$$

avec

$$\psi_g = \frac{3}{4} \frac{a}{\rho_g d_g} \frac{n \rho^{1-n}}{1+n}$$

soit :

$$\frac{dV_g}{dt} = \psi_g \frac{(u-V_g)}{|u-V_g|} \cdot |u-V_g|^{1,4} \quad (4.4)$$

avec $\psi_g = \frac{13,55 n^{0,6} \rho^{0,4}}{\rho_g d_g^{1,6}}$

Pour un grain suivant une trajectoire axiale, l'accélération peut encore s'écrire :

$$\frac{dV_g}{dt} = V_g \frac{dV_g}{dx} \quad (4.4 \text{ bis})$$

Rappelons que la vitesse axiale u du gaz varie en fonction de x , selon la loi suivante :

$$u = u_1 = \text{cste} \quad \text{pour } x < x_N$$

$$u = u_1 \cdot \left(\frac{x_N + b}{x + b} \right)^2 \quad \text{pour } x > x_N$$

.../...

Dans le noyau, où la vitesse u du gaz est constante, le système a une solution analytique :

$$x - x_0 = \frac{u^{0,6}}{0,6 \psi_g} ((1-y_g)^{0,6} (1 + \frac{3}{2(1-y_g)}) - \frac{5}{2}) \quad (4.5)$$

où $y_g = V_g/u$ et x est la distance à la buse ($x = x_0$ pour $V_g = 0$)

Dans la zone externe, pour $x > x_N$, il faut recourir à une intégration analytique (méthode de RUNGE et KUTTA) pour obtenir point par point la fonction $V_g(x)$. On en trouvera des exemples sur la figure 4-2.

422 - Cas du fluide non isotherme

Rappelons que les équations (4.3) et (4.4) ne sont valables que dans un fluide isotherme. La masse volumique ρ et la viscosité η sont supposées constantes en tout point et en particulier dans toute la couche limite gazeuse qui entoure le grain.

On sait que ρ est inversement proportionnelle à la température et que η croît comme T^b (b étant compris en général entre 0,5 et 0,75).

En régime de STOKES, pour un fluide isotherme, un calcul simple dimensionnel (cf. annexe) montre que la relation (4.3) est valable, en première approximation, à un coefficient numérique près ; soit :

$$\left(\frac{\psi}{g}\right)_{\text{non iso.}} = \left(\frac{\psi}{g}\right)_{\text{iso.}} / (1+b) \quad (4.6)$$

avec

$$\left(\frac{\psi}{g}\right)_{\text{iso.}} = \frac{18\eta}{\rho \frac{d}{g}} = \text{cste.} T^b$$

En régime de ALLEN, la relation (4.4) étant purement empirique, nous ne pouvons raisonner que par analogie :

$$\left(\frac{\psi}{g}\right)_{\text{iso.}} = \text{cste.} \eta^{0,6} \cdot \rho^{0,4} = \text{cste.} T^c \quad (4.7)$$

avec

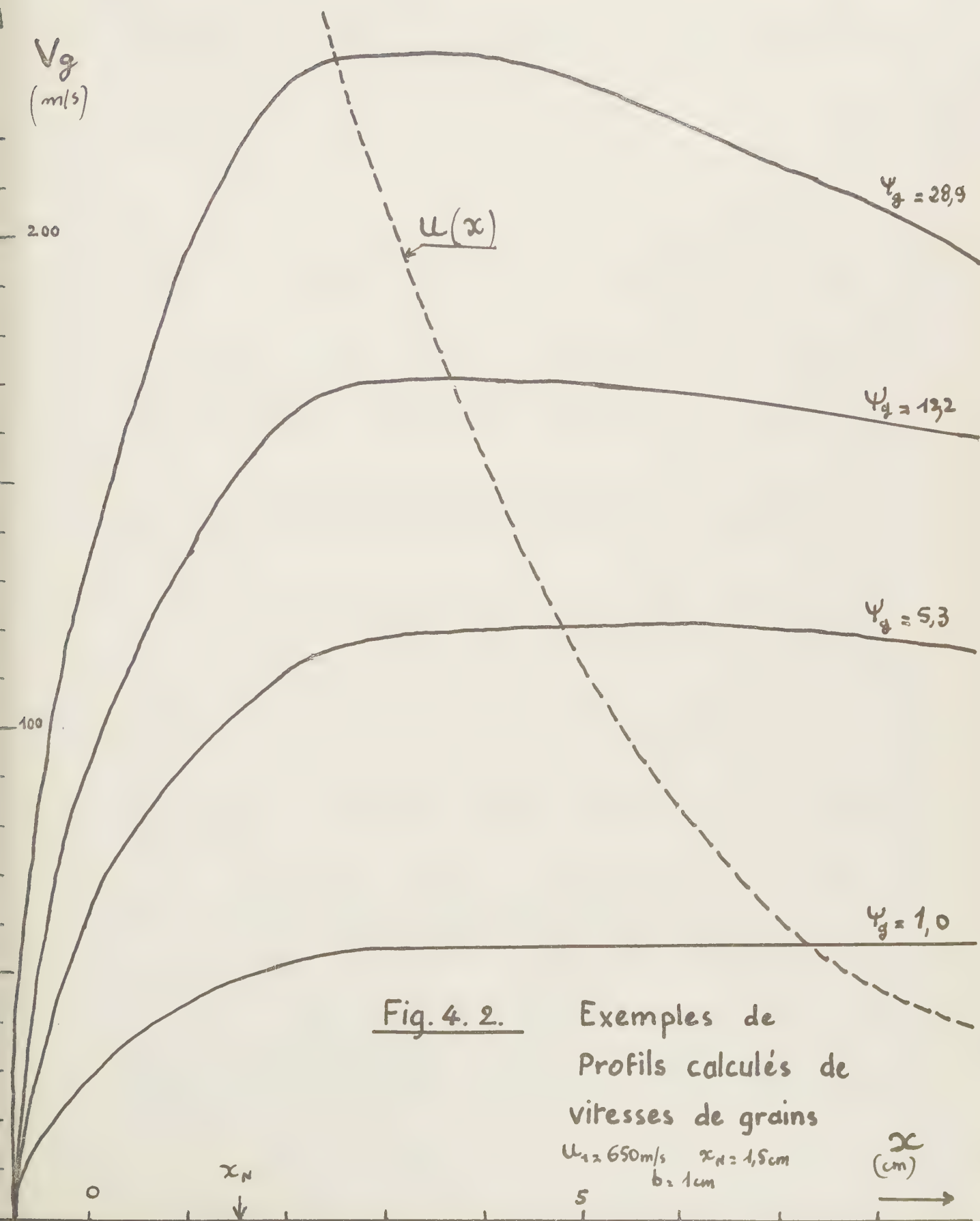
$$c = 0,6 b - 0,4$$

d'où

$$\left(\frac{\psi}{g}\right)_{\text{non iso.}} = \left(\frac{\psi}{g}\right)_{\text{iso.}} / (1+c)$$

Les valeurs extrêmes de c étant $-0,1$ et $+0,05$, ψ_g est pratiquement indépendant de la température : quand T passe de 300°K à 3000°K , sa variation maximale serait de 10 %, quantité inférieure à la précision avec laquelle il est connu. Le coefficient numérique $1/(1+c)$ traduisant l'existence d'un gradient de température dans la couche limite est pratiquement égal à 1.

Donc en régime de ALLEN dans un fluide non isotherme l'équation du mouvement est inchangée, par ailleurs la température du gaz en écoulement n'intervient pas ; le mouvement d'un grain est défini uniquement par



ses caractéristiques propres, diamètre et masse spécifique, et le profil de vitesse du gaz le long de sa trajectoire. Il est donc possible d'intégrer séparément l'équation (4.4).

4.3 - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

431 - Difficultés de l'étude

En raison de la température élevée du dard et de sa grande brillance apparente, les méthodes optiques ou mécaniques utilisées pour mesurer les vitesses de grains hors de la flamme sont d'une application difficile au sein même de la flamme, zone pourtant de grande importance tant pour l'échauffement que pour l'entraînement des grains.

Par ailleurs, l'étude du jet a mis en évidence des fluctuations importantes de propriétés locales dans la buse et dans le jet. On peut se demander dans quelle mesure ces fluctuations jouent sur l'état des grains et également quelle est la signification des valeurs moyennes calculées ou expérimentales des propriétés du gaz relativement aux transferts locaux et instantanés.

De même, l'existence de gradients radiaux très importants des propriétés du gaz, nous permettent de supposer que des grains ayant traversé le jet à un même instant, peuvent avoir subi des traitements assez différents.

Enfin, il est difficile de disposer de classes extrêmement fines de grains de formes géométriques bien définies. Autrement dit, ni le diamètre d'un grain, ni la position de sa trajectoire, ni l'état local du gaz porteur, ne sont définis avec précision. Il est donc nécessaire de recourir à des méthodes statistiques.

432 - Les techniques de mesures de vitesses de grains

4321 - Les principes

Dans une publication récente (61) nous avons passé en revue les diverses techniques utilisées pour mesurer des vitesses de grains en particulier au sein même de la flamme.

- Les méthodes optiques, photographiques et cinématographiques semblent à priori les plus séduisantes et sont, en fait, les plus utilisées. Ces méthodes relèvent de deux grandes classes :

- dans la 1ère classe, on suit le déplacement de l'image d'un grain sur sa trajectoire :

- ou bien, on prend une photographie unique en un temps de pose déterminé et on mesure la longueur de la trace,

- ou bien, on prend sur un même cliché une série rapide d'expositions successives à très courts temps de pose et on mesure les distances entre traces "ponctuelles",

.../...

- ou bien, on cinématographie le phénomène à grande vitesse connue et on projette le film à vitesse lente, également connue.

- dans la 2ème classe, on compose avec la vitesse de l'image du grain une vitesse secondaire connue (venant d'un miroir tournant, d'un film défilant, etc...), et on mesure l'effet obtenu, déviation ou ralentissement de l'image de la particule.

- Les méthodes mécaniques consistent à interposer sur le jet de grain un obturateur mobile qui se déplace à vitesse constante connue, perpendiculairement à la vitesse du grain ; on mesure le "retard à l'interruption" du jet de grain en un point quelconque situé en aval sur la trajectoire (20).

Elles sont critiquables car la présence d'un obstacle quelconque dans la flamme perturbe l'écoulement et risque donc d'enlever toute signification à la mesure.

Une étude critique nous a fait préférer la 2ème classe de mesures optiques. Considérons (cf. fig. 4.3) la vitesse $V_i = G V_g$ de l'image du grain. Le grandissement G , déterminé par l'objectif, est connu. Pour mesurer V_i inconnue, nous la composons vectoriellement avec une vitesse connue et nous mesurons le vecteur résultant.

Trois modes de réalisation de ce principe peuvent être imaginés à priori :

- Méthode n° 1 : le film défile avec une vitesse connue dans le plan-image, perpendiculairement à la vitesse V_i . On inscrit ainsi, en continu, une courbe espace-temps, on peut donc mesurer pour chaque particule la vitesse en chaque point de la trajectoire.

- Méthode n° 2 : on interpose sur le rayon lumineux un système déviateur (lame à face parallèle, miroir ou prisme droit) tournant à vitesse constante autour d'un axe parallèle au vecteur-vitesse V_i . L'angle de déviation entre V_i et la trajectoire-image est une mesure de la vitesse absolue en un point intersection de la trajectoire-image et du plan défini par l'axe de rotation et la trajectoire réelle. (La trajectoire-image est une hélice ; les vecteurs V_i et V_f se projettent en vraie grandeur en ce seul point). Le récepteur situé dans le plan-image peut être soit un film photographique (fixe), soit l'oeil de l'observateur situé derrière un goniomètre.

- Méthode n° 3 : l'axe du système déviateur est perpendiculaire à V_i , la composante de vitesse due à la rotation est sensiblement colinéaire à V_i si le champ observé est petit. La méthode couramment utilisée consiste à ajuster la vitesse de rotation de façon à annuler le vecteur résultant et à voir le grain comme un point fixe.

Elle est utilisée plus généralement en vision directe car il serait difficile de détecter des points sur une pellicule photographique.

.../...

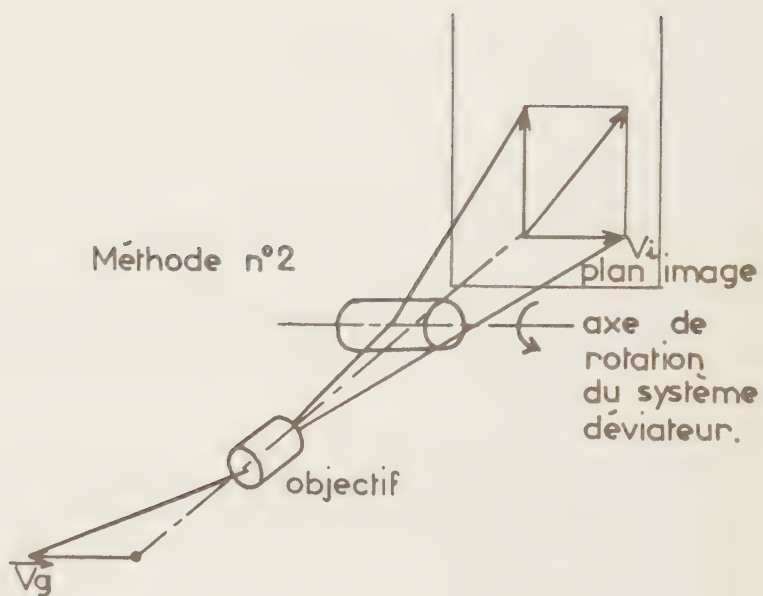
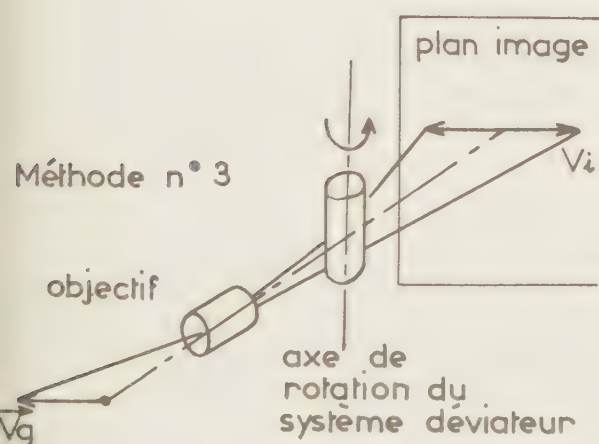
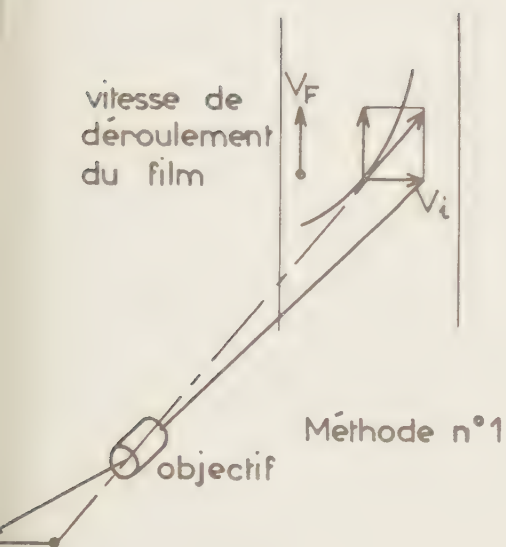


fig.4.3. - 2^e classe de méthodes
- Principe général

4322 - Réalisationa) - Photographie à travers une fente sur film mobile, sans obturation
(CAMERA A FENTE)

On peut utiliser, soit une caméra ultra-rapide avec un prisme fixe (20), soit un disque tournant recouvert d'une plaque photographique (57). Le temps de pose est donné par $t_p = \ell / V_f$ où ℓ est la largeur de la fente assurant l'exposition du film et V_f la vitesse de translation du film.

La vitesse instantanée V_g d'un grain en un point de la trajectoire est proportionnelle à la pente $\Delta y / \Delta z$ de la tangente à la trajectoire inscrite sur le film :

$$V_i = G V_g = \frac{\Delta y}{\Delta z} V_f$$

La vitesse du film V_f étant mesurée localement grâce au marquage de temps latéral.

La méthode est à la fois précise et sensible quand $\Delta y / \Delta z$ est de l'ordre de grandeur de l'unité pour la moyenne des vitesses enregistrées, soit encore :

$$V_i \sim V_f$$

Pour chaque grain, il est facile de déterminer le profil longitudinal de vitesse avec une bonne précision (1 à 2 % sur chaque lecture) en raison de l'excellente définition des traces.

En fait, en raison du grand nombre de trajectoires observées, un dépouillement statistique s'impose. Il est alors plus rapide de mesurer une série de pentes sur des trajectoires choisies arbitrairement à chaque abscisse (cf. fig. 4.4 (a)). On peut ainsi tracer un profil "moyen" de vitesse.

Le marquage de temps est défini à mieux que 1 %, la distance qui sépare deux "tops" lumineux consécutifs peut être mesurée sur une longueur de film suffisante. L'erreur relative sur V_f ne dépasse pas 1 %.

L'incertitude de lecture sur la pente ne dépasse pas 1 % ; par contre, l'erreur sur la position exacte de la tangente double ou triple cette incertitude.

$$\text{En conclusion : } \frac{\Delta V_g}{V_g} < 4 \%$$

D.G. MOORE et col. (20) ont mesuré ainsi les vitesses de grains d'alumine dans la flamme même d'un chalumeau oxyacétylénique en utilisant une pellicule sensible à l'infra-rouge.

De même, CHEYLAN (42) a utilisé récemment des films couleur peu sensibles (Kodachrome II) pour étudier le mouvement de grains de carbone ou d'alumine dans la flamme d'un four à plasma HF.

.../...

La brillance apparente, environ 10 fois plus forte, de la flamme du chalumeau à plasma d'arc nécessite une réduction importante du temps de pose, imposant en particulier une grande vitesse de déroulement du film (*) incompatible avec une précision raisonnable de mesures.

Nous avons donc effectué avec une caméra HITACHI 16 mm les deux séries de films, hors de la flamme avec les paramètres de prise de vue suivants :

- champ observé, centré sur l'axe du jet, de 10 cm de long et 10 mm de large ;
- vitesse de déroulement du film de l'ordre de 10 à 15 m/s, largeur de fente de 1 mm (t_p de l'ordre de 10^{-4} s) ;
- film 16 mm Kodak Eastman 4 X, sensibilité 400 Asa.

b) - Observation d'un miroir tournant à axe parallèle au jet

Nous avons utilisé cette technique à titre comparatif, dans la première série de mesures. On procède à l'exploration du champ de vitesse en diaphragmant par une fente (1 cm) perpendiculaire à l'axe du jet sans utiliser d'objectif (cf. fig. 4.4 (b)).

Les trajectoires-images individuelles des grains sont facilement observables à l'oeil ; chacun des grains traverse le champ observé en 10^{-4} s environ, mais il est suffisamment lumineux pour donner à l'observateur l'impression d'un trait lumineux. Il est alors facile de repérer des directions de trajectoires individuelles à l'aide d'un goniomètre ; en pratique, on cherche plutôt la vitesse la plus fréquente. On déplace ensuite l'axe du miroir parallèlement au jet, et on reprend la mesure.

Plus précisément, la vitesse est donnée par :

$$G v_g = 2 \cdot \frac{2\pi \omega}{60} L_r \cdot \tan \alpha$$

($G = 1$ dans les expériences citées ici).

Nous disposons d'un moteur asynchrone tournant à 3000 tours par minute. La distance L_r entre les axes du jet et du miroir était de 25 cm de façon à avoir $\tan \alpha \sim 1$.

Pour mesurer la vitesse d'un grain en un point, la méthode est comparable en précision à la méthode photographique. Toutefois, la détermination d'une "vitesse la plus fréquente" augmente quelque peu l'incertitude.

Remarque : Nous n'avons pas eu recours à la méthode plus courante qui consiste à placer l'axe du miroir perpendiculairement à celui du jet.

Il est à priori plus difficile d'apprécier l'immobilisation

.../...

(*) 40 m/s pour une fente de 0,112 mm de large, film Kodachrome II

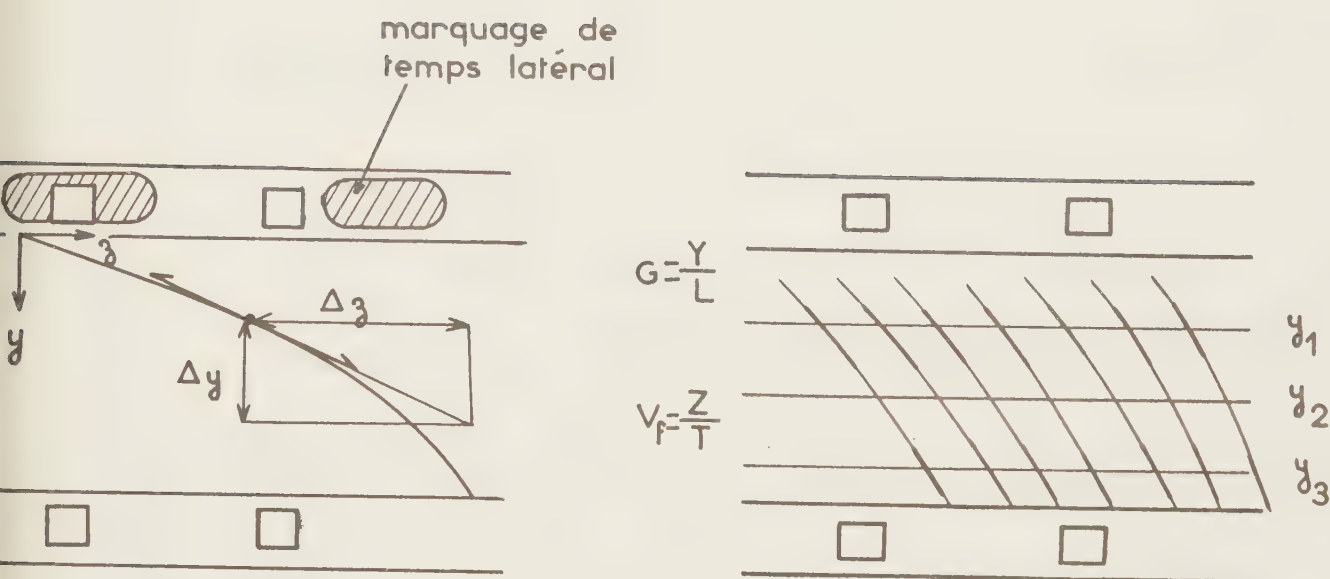


fig.4.4.(a) Exploitation des films en caméra à fente.

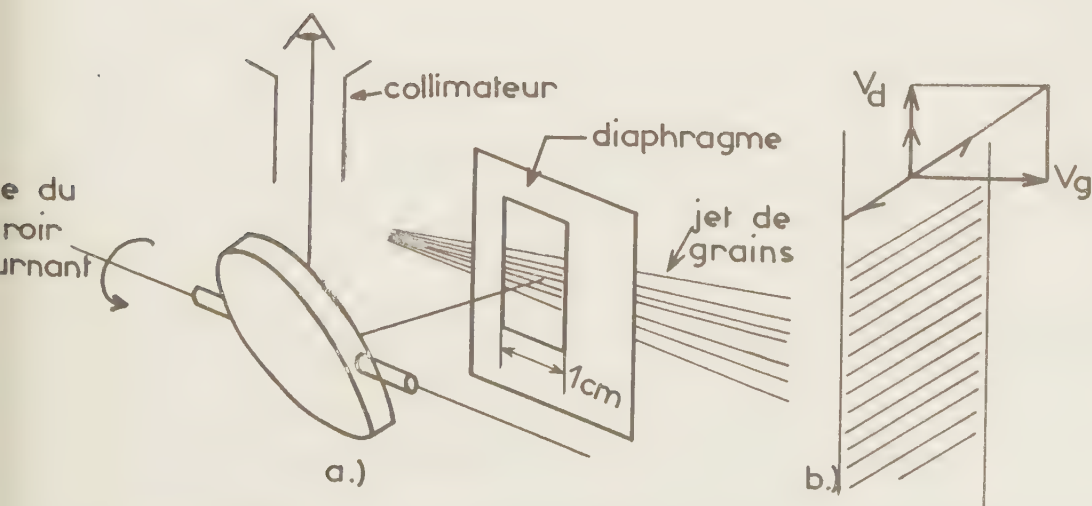


fig.4.4.(b) a.Observation du "miroir à axe parallèle".
b.Aspect du champ observé.

d'un grain qui se traduira par une scintillation ponctuelle d'une durée apparente de l'ordre de la persistance rétinienne que de repérer la direction d'un trait brillant de 1 cm de long, visible pendant le même temps. Les résultats obtenus grâce à cette méthode par LEVINSTEIN (59) ne sont d'ailleurs pas très cohérents, l'existence de gradients locaux conduit à apprécier une vitesse moyenne sans observer toutes les vitesses simultanément comme sur le miroir à axe parallèle.

Cette technique pourrait retrouver de l'intérêt, appliquée à la mesure de la vitesse de grains très rapides, le miroir servant à ralentir les grains en soustrayant à leur vitesse de translation un vecteur de sens opposé.

4.4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX - INTERPRETATION - DISCUSSION

441 - Effets des fluctuations de puissance sur la vitesse

Nous avons vu précédemment (cf. § 3.2) que la puissance électrique dissipée dans le plasma subit une modulation à la fréquence 100 Hertz, dû au courant du secteur. Cette modulation est d'environ ± 25 à 35 % de la valeur moyenne, comme le montrait la figure 3.2.2. La masse volumique et la vitesse du gaz sont donc modulées de la même façon. Il était intéressant d'étudier si cette modulation se retrouvait sur la vitesse des grains.

A cet effet, nous avons mesuré, avec la caméra à fente la distribution des vitesses locales et instantanées de grains de Nickel (12-25 microns) sur une longueur de 9 cm à partir de l'extrémité de la flamme⁽⁺⁾ pour un débit d'argon de 1,22 g/sec et une puissance moyenne de 5550 watts.

Pour exploiter ce film, nous avons choisi, dans une région où les trajectoires étaient inclinées à 45° (cf. § 4.3.2 (a)), une longueur de film correspondant à deux périodes consécutives de modulation, soit $2 \cdot 10^{-2}$ seconde. L'extrémité de la flamme est visible sur le film, on vérifie que la longueur des flamèches et l'éclairement de la pellicule sont modulés à 100 Hz (cf. fig. 4.5) ⁽⁺⁺⁾.

Nous avons effectué plus d'un millier de mesures de vitesses individuelles pour en tirer une trentaine de valeurs "moyennes" calculées sur des durées de 10^{-3} seconde, soit le dixième de la période de modulation.

Pour justifier le choix de cet intervalle de temps "élémentaire" nous avons vérifié que les vitesses à une abscisse donnée et pour une du-

.../...

(+) soit sensiblement de 3 à 12 cm de la buse

(++) les dimensions utiles du film (largeur 10 mm, longueur 20 cm pour une période de modulation) ne permettant pas de le reproduire ici, nous l'avons schématisé sur la figure 4.5

rée de 10^{-3} seconde étaient distribuées suivant une loi normale (cf. fig. 4.6) ; sur chaque longueur de film correspondante, 30 à 40 trajectoires pouvaient être discernées en moyenne. L'amplitude de la variation "instantanée" ($\pm 20\%$ autour de la valeur moyenne) est due vraisemblablement à la dispersion granulométrique importante ($12-25\mu$) et aux fluctuations turbulentes de la puissance.

Une première série de 14 mesures de vitesse "moyenne" à distance constante de la buse ($x = 67\text{ mm}$) révèle les fluctuations de vitesse des grains : nous avons porté sur la figure 4.7 les points expérimentaux, nous y avons également fait figurer leurs homologues obtenus par des translations de $\pm 10^{-2}$ seconde (soit une période de modulation). Il est clair que ces fluctuations ont bien la même période que la modulation de puissance.

De plus, en comparant les variations de longueur des flamèches, les variations d'éclairement général du film et les variations de vitesses des grains, nous avons pu vérifier que ces phénomènes étaient bien en phase, les maxima et minima de chaque phénomène coïncidant à mieux que 10^{-3} seconde près. Ces résultats vont nous permettre d'évaluer approximativement l'amplitude des fluctuations locales des propriétés du gaz.

Sachant que tous ces grains ont une vitesse de l'ordre de 100 mètres/seconde, on en déduit que leur temps de séjour total dans la zone active de la flamme d'une longueur équivalente à 2 cm, est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ seconde. Pendant ce temps, soit 2 centièmes de la période des fluctuations de puissance du chalumeau, il n'y a donc pas de variations importantes de cette puissance dissipée, et par conséquent la vitesse et la masse volumique du gaz en chaque point n'ont pas le temps de varier. Les équations générales du mouvement (4.4) restent applicables. Il est donc normal qu'en un point donné, la vitesse V_g d'un grain varie avec la période et la phase de la vitesse et du gaz.

Dérivons l'équation (4.5) pour voir l'influence quantitative d'une variation de la vitesse du gaz sur cette d'un grain :

$$\frac{dV_g}{V_g} = \left(\frac{1}{y_g} \frac{dV_g}{du} \right) \frac{du}{u}$$

On obtient, tous calculs faits :

$$\frac{1}{y_g} \frac{dV_g}{du} = 1 + \frac{\frac{5}{2} (1-y_g)^{1,4} - \frac{3}{2} (1-y_g) - (1-y_g)^2}{y_g^2}$$

$$\neq 0,7 (1 - 0,2y_g + 0,08y_g^2 + \epsilon y_g^2)$$

Nous observons expérimentalement que l'amplitude des modulations de u n'est que de $\pm 10\%$, quand celles de la puissance électrique sont de l'ordre de $\pm 25\%$.

Le calcul montre que la variation relative de vitesse du gaz ne doit pas dépasser $\pm 15\%$.

.../...

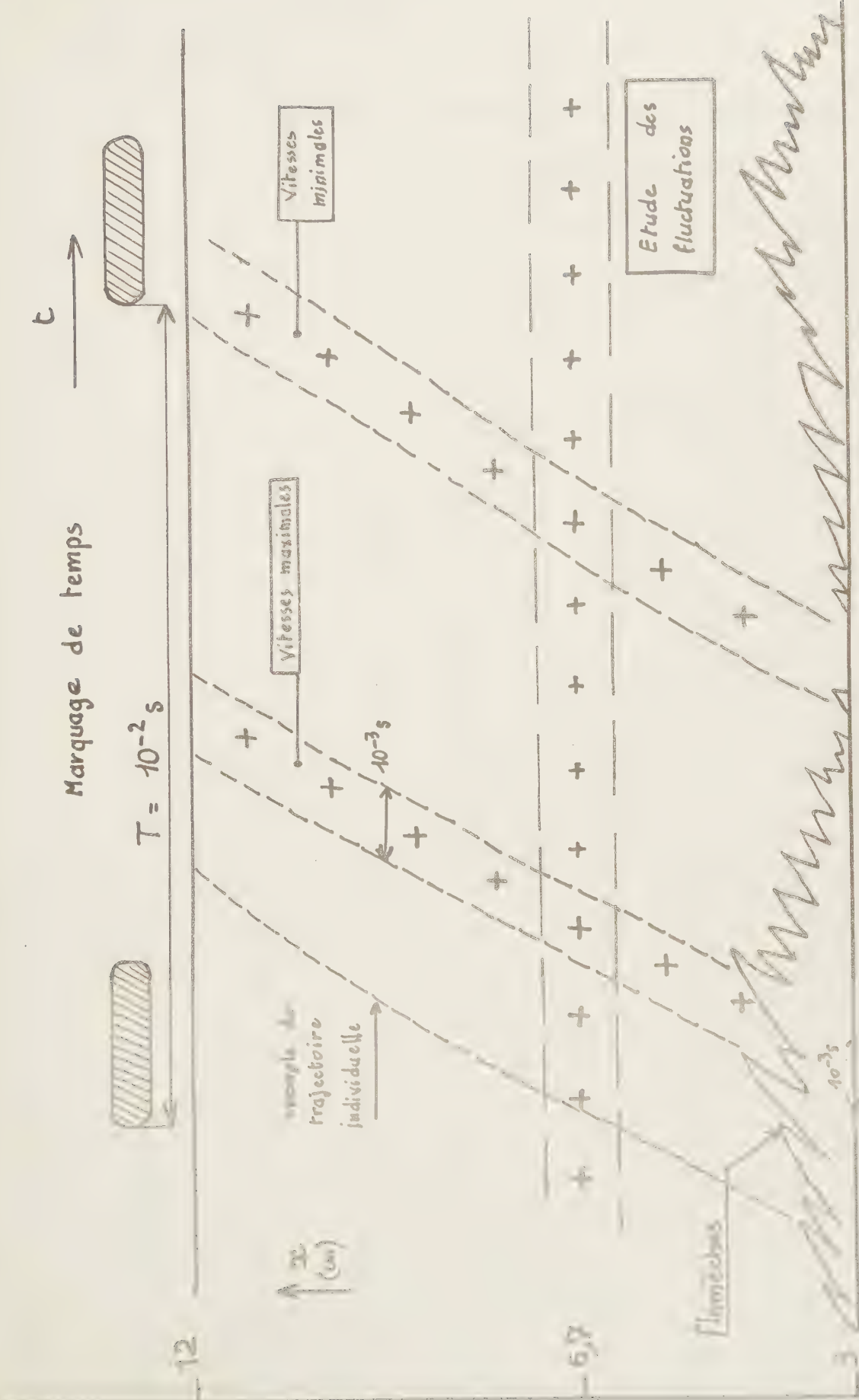


Schéma de Principe et Programme

des mesures de Vitesses locales et instantanées

+ : Point moyen de mesure de 30 à 40 vitesses individuelles utilisées pour évaluer une vitesse moyenne

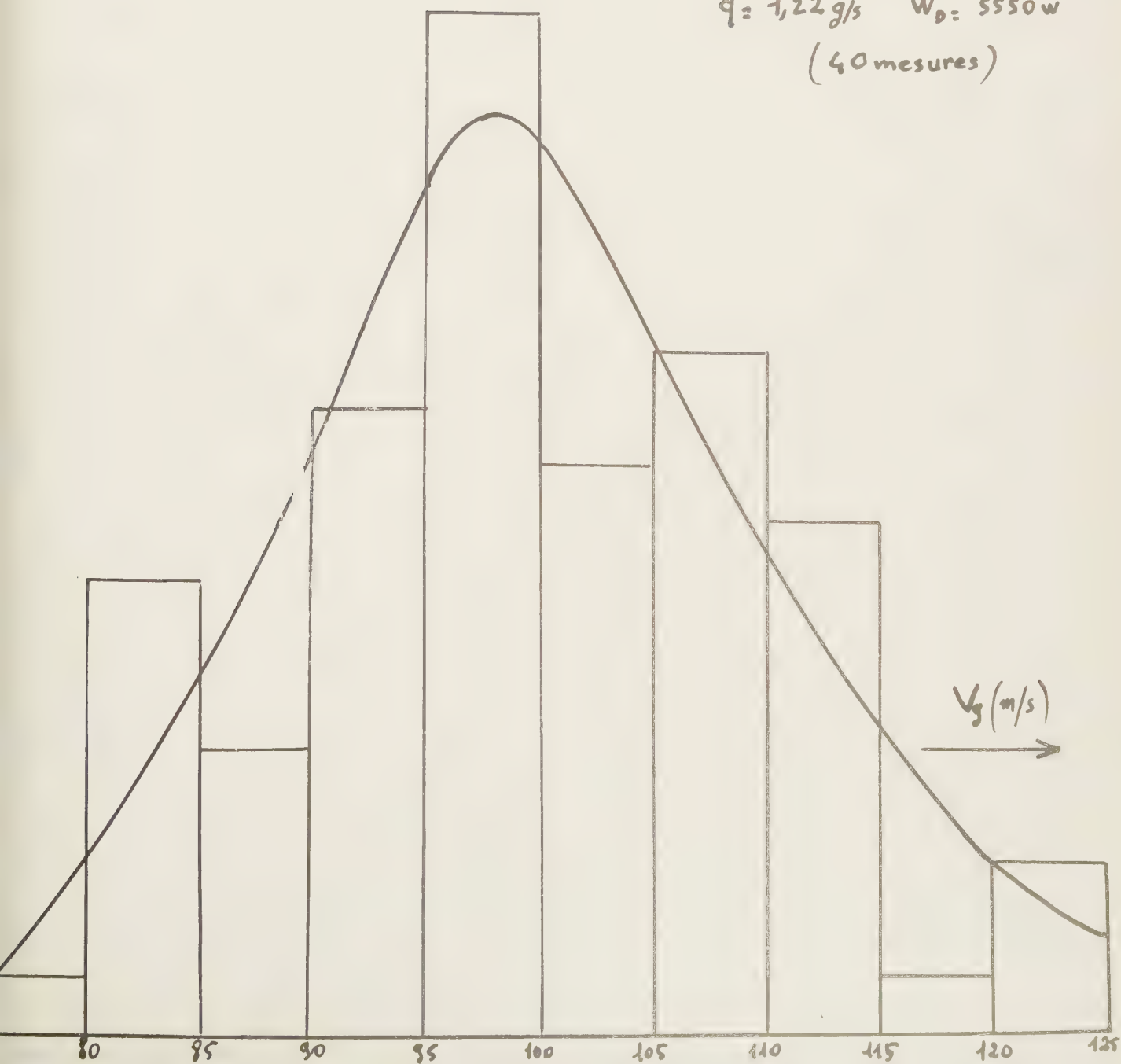
Fig. 4.5

Fig. 4.6. Histogramme différentiel des vitesses de grains locales et instantanées

Nickel : 12-25 μ

$x = 6,7 \text{ cm}$

$q = 1,22 \text{ g/s}$ $W_D = 5550 \text{ W}$
(40 mesures)



V_g
(m/s)
Fig. 4.7.

Fluctuation Périodique de Vitesses de Grains

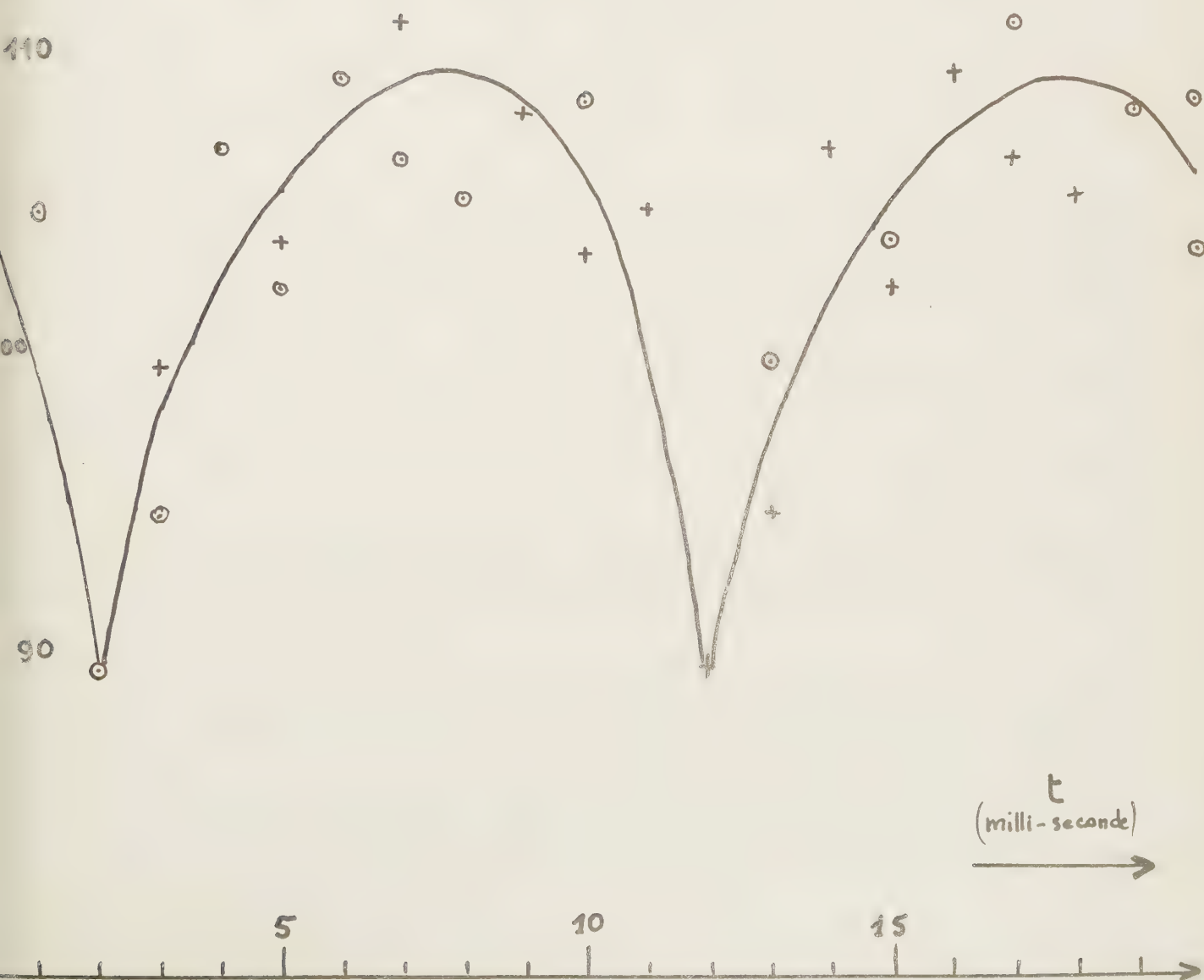
420

Grains : Nickel ($12-25\mu$) $q = 1,22 \text{ g/s}$ $W_{02} 5550 \text{ W}$ $X = 67 \text{ mm}$

+ : Points expérimentaux

⊙ : id $\pm T$ ($T = 10 \text{ ms}$)

410


 t
(milli-seconde)

Faute d'un nombre suffisant d'observations semblables et d'une méthode d'interprétation appropriée, nous ne pouvons tirer plus d'informations de ce résultat. Une étude plus élaborée pourrait vraisemblablement donner des précisions intéressantes sur les propriétés du jet d'une part et sur la corrélation des mouvements du gaz et des grains.

Nous avons également évalué à 7 distances de la buse, les valeurs moyennes maximales et minimales de la vitesse des grains :

Sur le même jet de grains de Nickel et dans les mêmes conditions expérimentales, nous avons effectué une série de mesures avec le miroir tournant à axe parallèle au jet. Du fait de la persistance rétinienne, on mesure ainsi la vitesse la plus probable pendant la durée de l'observation. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la figure 4.8. On constate qu'elles sont en excellent accord avec les vitesses maximales et minimales mesurées avec la caméra à fente.

442 - Influence de la granulométrie et de la nature du matériau

Les lots de grains utilisés sont les suivants :

- Alumine : 25-35, 38-49, 69-83, 110-154 microns
- Nickel : 23-42, 38-66, 77-110, 92-157 microns
- Carbone : 131-196 microns

Avec un débit d'argon plasmagène de 0,92 g/sec, une puissance de 5650 watts, un débit d'injection de 0,12 g/sec d'argon supposé également réparti sur les 3 trous d'injection de 1,2 mm de diamètre, situés à 8 mm de la sortie de la buse, et un débit de poudre de 0,013 g/sec, nous avons pu filmer des trajectoires de milliers de grains dans chacun des 9 lots définis ci-dessus.

Dans chaque film nous avons exploité une trentaine de trajectoires, et mesuré les vitesses à 4 abscisses : $x = 4, 6, 8, 10$ cm.

Les résultats, exploités statistiquement peuvent être résumés comme suit :

1 - Les histogrammes de vitesses en un point donné pour tous les grains d'alumine et pour les petits grains de Nickel (23-42 et 38-66 microns) présentent des formes normales, analogues à celle de la figure 4.6 ; il y a un seul maximum et la dispersion autour de ce maximum est de l'ordre de $\pm 20 \%$

Par contre, les histogrammes des vitesses de grains de carbone et à un moindre degré, ceux des gros grains de Nickel (77-110 et 92-157), présentent deux maxima, comme le montre, à titre d'exemple, la figure 4.9.

2 - Les vitesses moyennes, déduites des histogrammes "normaux" précédents, sont portées en fonction de la distance x , sur la figure 4.10.

Il apparaît que, pour l'alumine, ces vitesses moyennes varient

V_g m/s

fig. 4.8 Comparaison des vitesses de grains
mesurées par 2 méthodes

- ⊕ vitesses maximales } en caméra
- vitesses minimales } à fente
- vitesses lues au miroir tournant.

$q = 1,22 \text{ g/s}$ $W_D = 5550 \text{ w}$
grains de nickel $12-25 \mu$

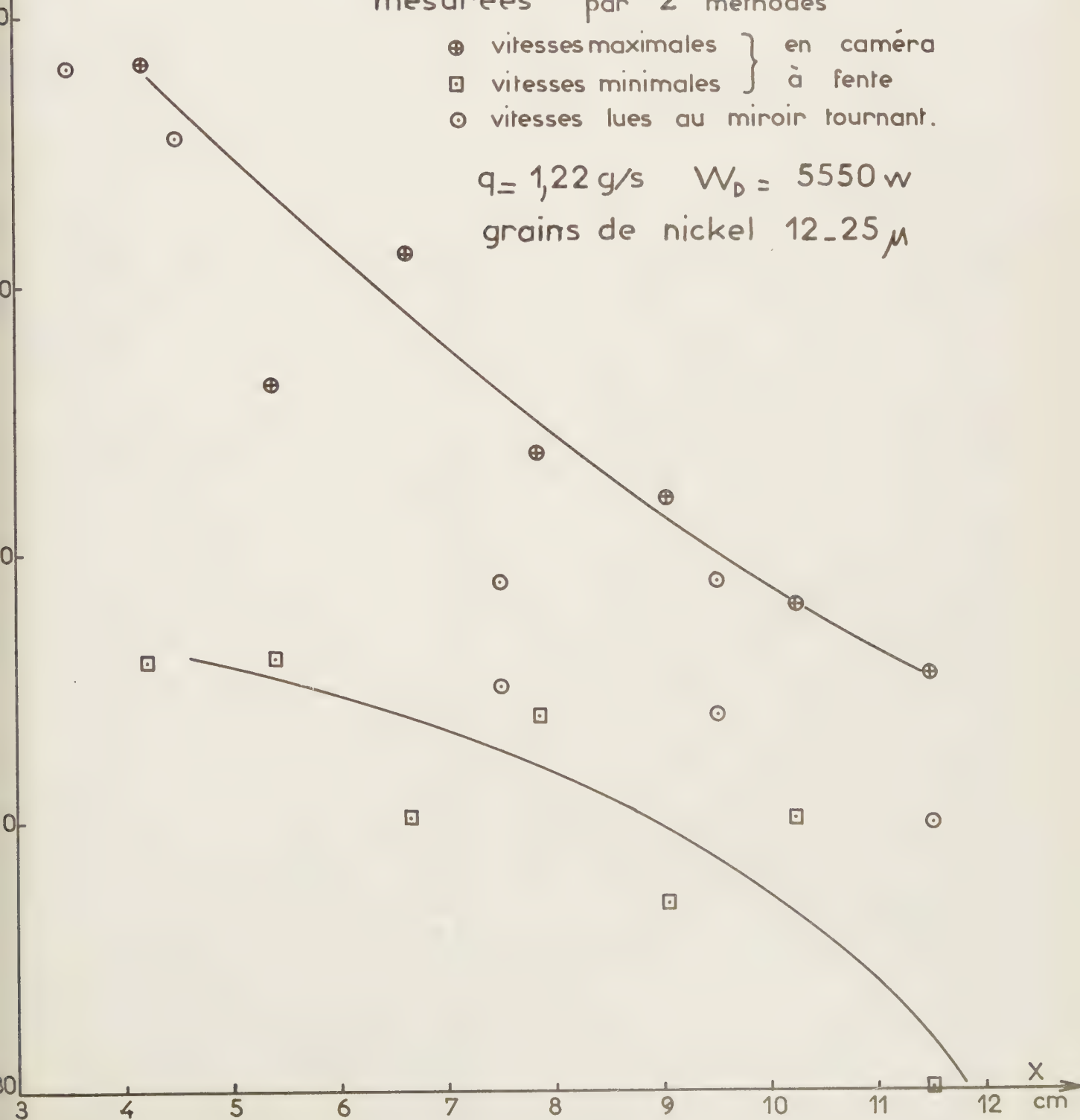
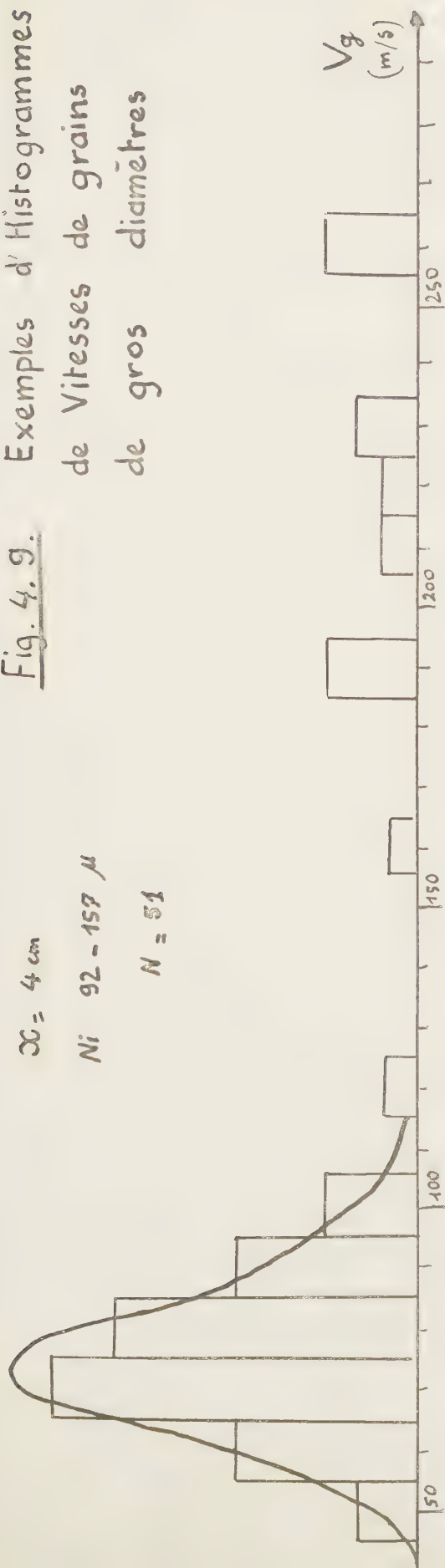


Fig. 4.9. Exemples d'Histogrammes de Vitesses de grains de gros diamètres



V_g
(m/s)

Fig. 4.10 Profils expérimentaux
moyens de Vitesse de grains

— Profils moyens : Nickel (cf. Tableau 4.1)
— " " : Alumine (")

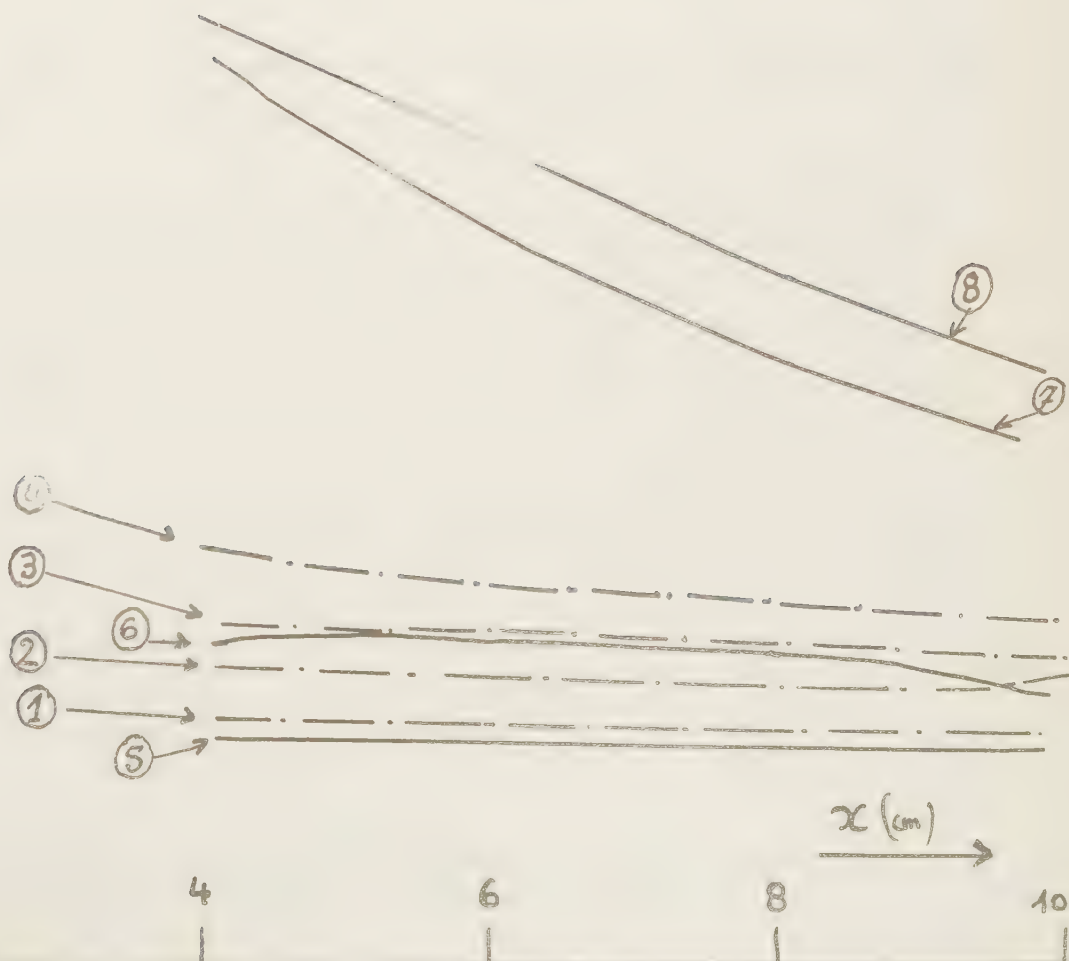
$$q = 0,92 \text{ g/s} ; W_D = 5650 \text{ w}$$

400

300

200

100



peu entre 60 et 100 mètres/seconde pour les gros grains et diminuent plus fortement, de 250 m/s à 150 m/s pour les petits grains.

Aucune mesure ne montre des grains en cours d'accélération ou même autour du maximum de vitesse.

3 - La figure 4.11 montre un certain nombre de profils individuels de grains de Carbone et de grains de Nickel ; comme on le voit, certains grains ont des vitesses de l'ordre de 250 m/s à 400 m/s à 4 cm de la buse, mais ces vitesses diminuent rapidement et retombent à moins de 200 m/s à 8 cm de la buse.

De plus, certains profils comportent un maximum. Toutes ces courbes à fortes variations de vitesse, donc grandes accélérations et décélérations, doivent révéler la présence de grains de faible inertie, donc de petit diamètre. Il s'agit vraisemblablement de fragments de grains éclatés par choc thermique.

Ces grains de faible inertie ont un glissement faible par rapport au gaz. Leur profil longitudinal de vitesse se rapproche de celui du gaz. La méthode est d'ailleurs parfois utilisée pour visualiser les écoulements dans les flammes (75).

L'existence même de ces profils de vitesse de petits grains, montre que la vitesse du gaz est de l'ordre de 350 à 400 m/s à 3 ou 4 cm de la buse. Nous reviendrons ultérieurement sur ce résultat.

4 - La figure 4.11 bis présente la dispersion des profils individuels pour une classe donnée (Alumine 25-35 μ).

4.11 - ~~Figure 4.11 bis~~ avec les profils calculés - Valeur optimale de $u(x)$

a) - Nouvelle présentation des résultats expérimentaux

Nous avons vu dans l'étude théorique (§ 422 et 423) que le mouvement d'un grain de diamètre et de nature donnés est entièrement défini par une valeur du paramètre Ψ_g . C'est donc ce paramètre qui doit permettre de comparer les résultats expérimentaux obtenus sur les différentes classes de grains. Plus précisément chacune des 9 classes est représentée par deux valeurs limites de Ψ_g , correspondant aux deux diamètres-limites.

De même à chacune des 4 abscisses de mesure (4, 6, 8 et 10 cm de la buse) et pour chaque classe, nous avons déterminé les limites supérieures et inférieures des vitesses rencontrées.

Pour tirer le meilleur parti des résultats expérimentaux et en particulier pour les comparer aux courbes calculées, il nous a paru plus intéressant de les reporter sur 4 diagrammes correspondant aux 4 distances expérimentales en coordonnées Ψ_g , V_g (fig. 4.12 (a), (b), (c) et (d)) : pour chaque classe de grains nous avons représenté les résultats expérimentaux par des rectangles de dispersion délimités par les valeurs extrêmes de Ψ_g et V_g . Pour ne pas alourdir les figures les classes sont repérées par des numéros répertoriés dans le tableau 4.1 où sont rappelés également les diamètres et masses spécifiques correspondant aux valeurs de Ψ_g (+).

.../...

(+) le paramètre χ_g dont les valeurs figurent également dans ce tableau, sera utilisé de façon analogue au chapitre 5

Fig. 4.11

Vitesse de grains
Dispersion des
Profils

V_0 (m/s)
300

200

100

- · — : Nickel (92-192 μ)
distribution normale
- · — : Nickel, petits grains
- : Carbone
distribution normale
- : carbone
petits grains

Injection

0

x_N

3

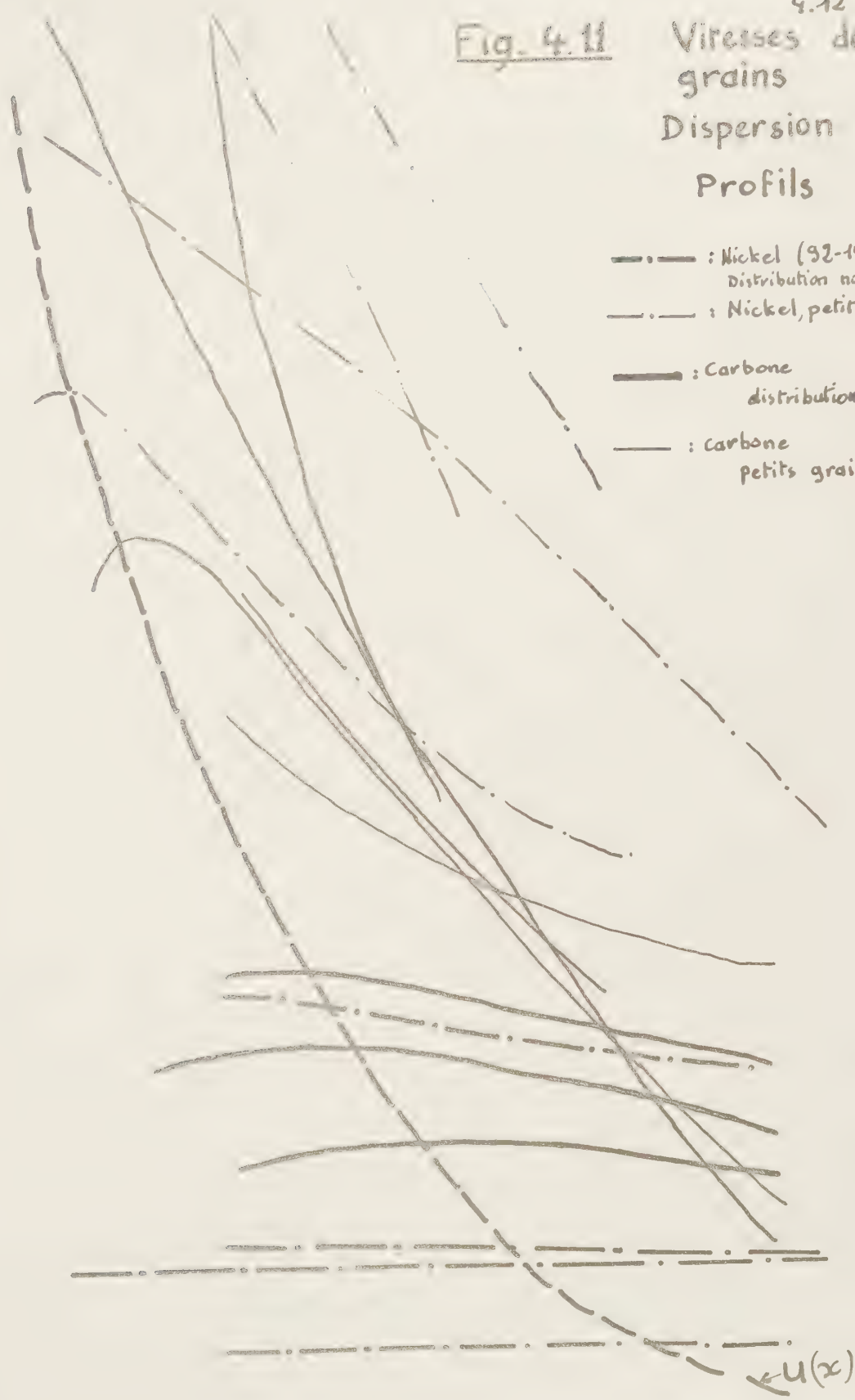
4

6

8

10

x
(μ m)



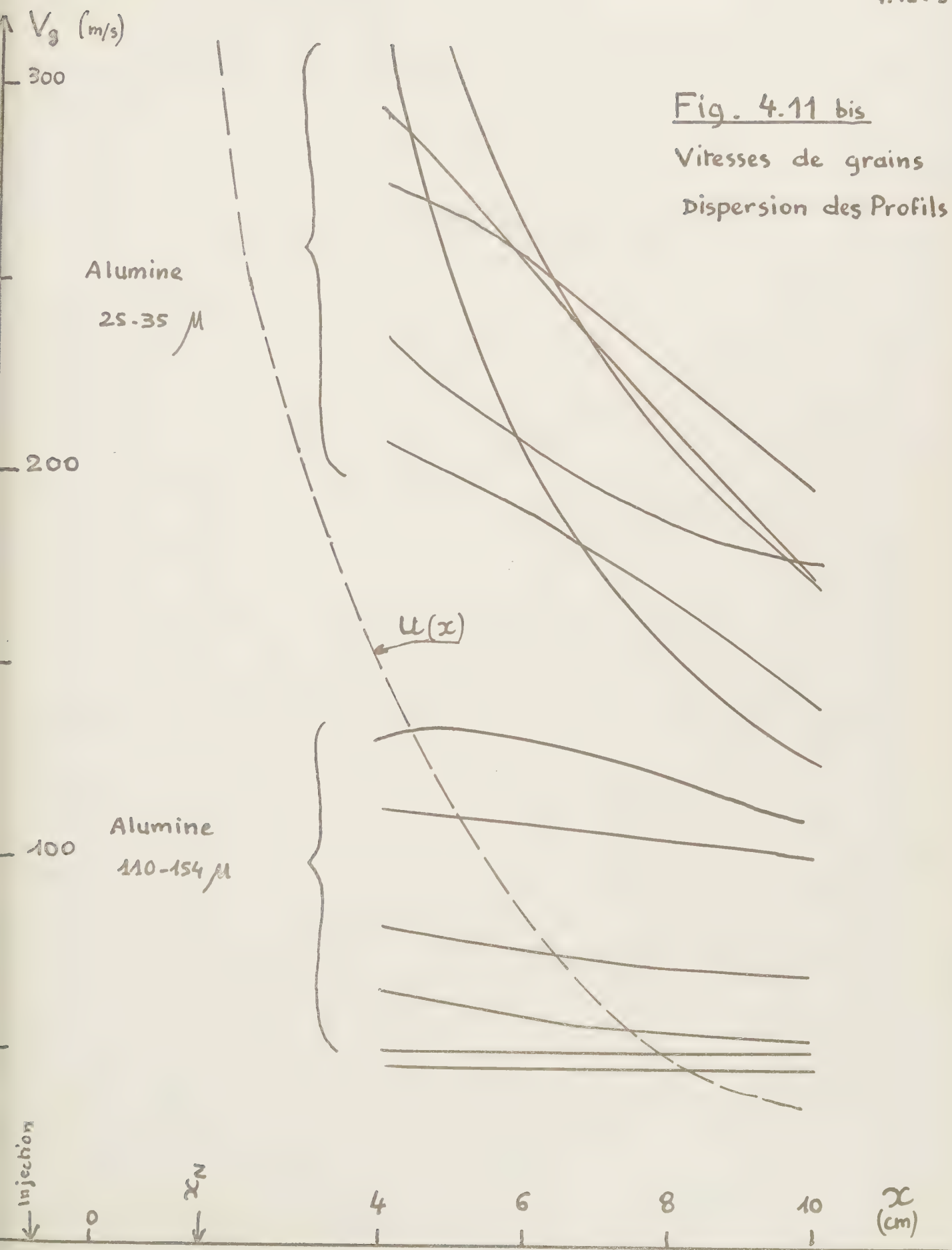


TABLEAU 4.1

RECAPITULATION DES CLASSES DE GRAINS
PARAMETRES CARACTERISTIQUES

$$\psi_g = (12 \times 2^{0,6} \times \frac{1}{4} \times 10^{0,6} \times 10^{0,4}) / (\rho_g d_g^{1,6}) \quad (*)$$

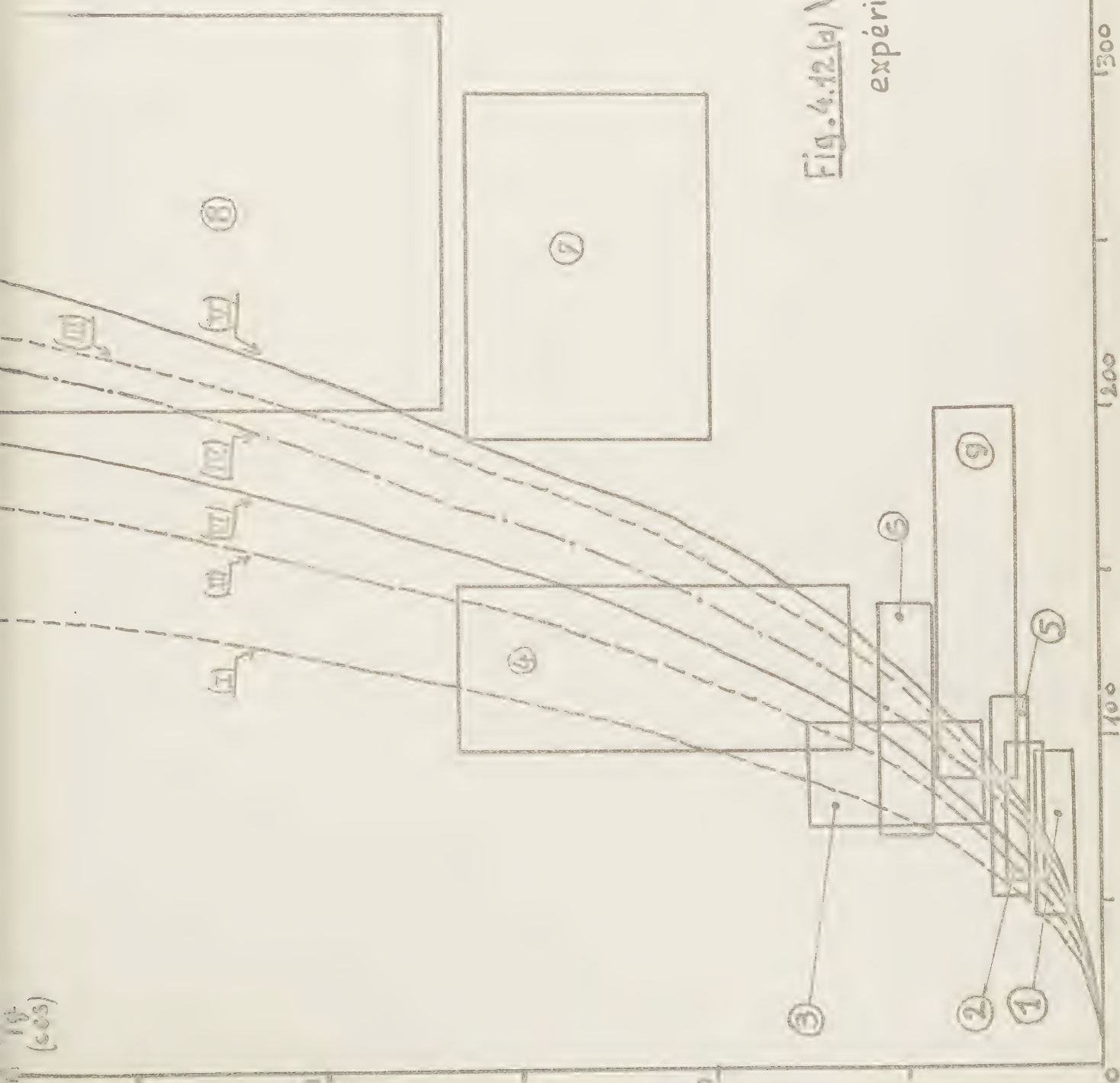
$$\chi_g = \rho_g d_g^2$$

N° (++)	Matériau	ρ_g (g/cm ³)	$d_g - d_g$ mini maxi ()	ψ_g (CGS)	$\chi_g \times 10^6$ (g/cm)
1	Ni	8,9	92-157	1,63-0,721	843-2180
2	"	"	77-110	2,14-1,23	481-1063
3	"	"	38-66	6,67-2,78	137,1-388
4	"	"	23-42	15,0 -5,68	45-147,4
5	Al ₂ O ₃	3,99	110-154	2,70-1,61	483-954
6	"	"	69-83	5,77-4,23	190-275
7	"	"	36-49	16,41-10,01	548-95,8
8	"	"	25-35	29,30-17,21	24,9-48,9
9	C	2,0	131-196	4,13-2,17	343-768

(*) $T = 8000^\circ K$; $\eta = 2,62 \cdot 10^{-3}$ poise ; $\rho = 6,07 \cdot 10^{-5}$ g/cm³ soit $\psi_g = \frac{7,87 \cdot 10^{-3}}{\rho_g d_g^{1,6}}$

(++) cf. fig. 4.9 et 5.3

202 400



○ : Tableau 4.1

□ : Résultats expérimentaux

	μ_c	α_N	b	Courbes
(V)	650	1,5	1	calculées
(I)	350	1,5	0,1	
(III)	650	1,5	0,1	calculées
(II)	450	1,5	0,1	
(IV)	650	1	1	
(VI)	450	2	0,1	

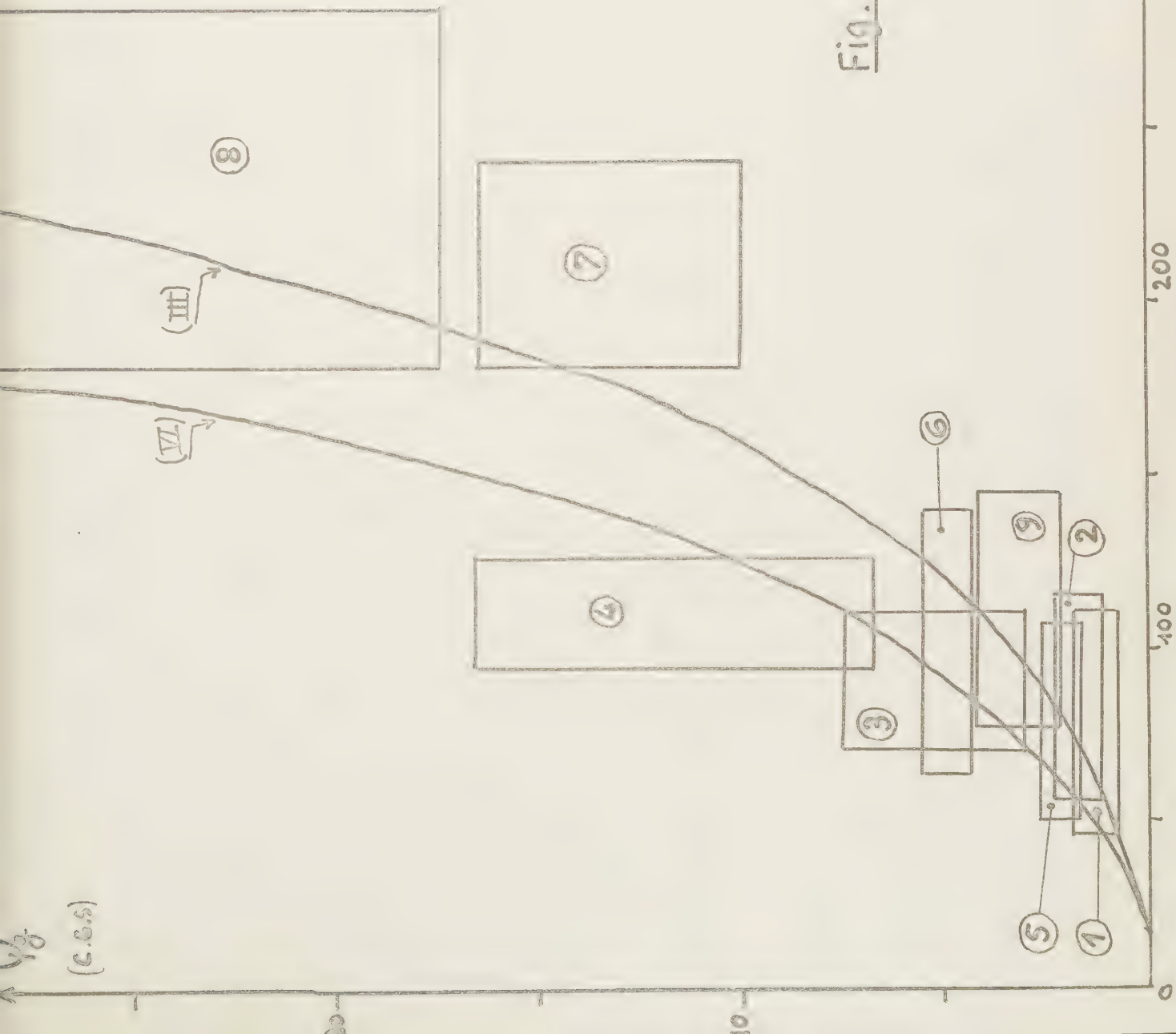
Fig. 4.12(a) Vitesses de grains expérimentales et calculées

4.13. bis

V_g (m/s)

ψ
(c.c.s)

$x = 6 \text{ cm}$



○ : tableau 4.1

□ : résultats expérimentaux

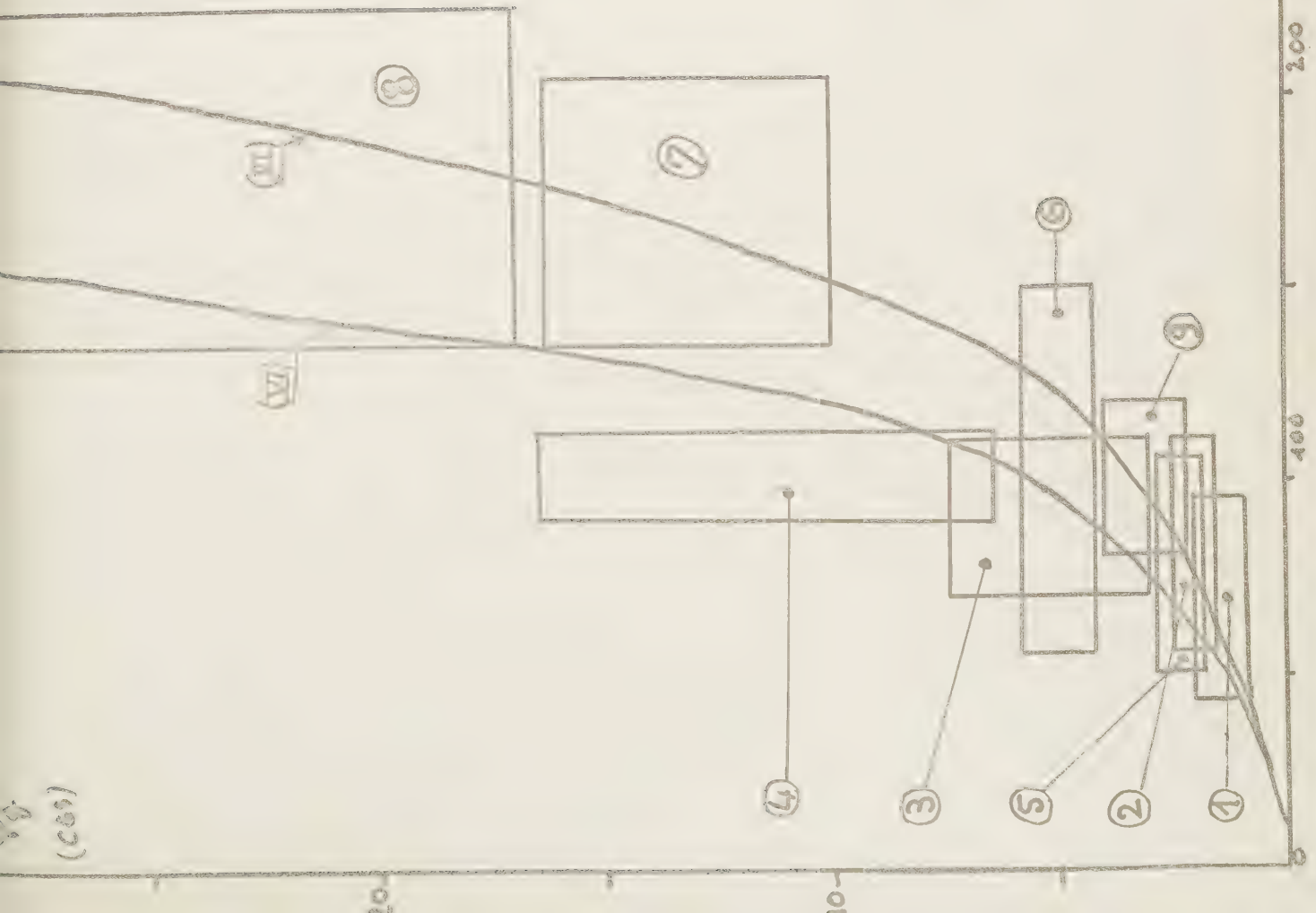
	u_1	x_N	b	courbes calculées
(III)	650	1,5	0,1	
(VII)	450	2	0,1	

Fig. 4.12(6) Vitesses de grains
expérimentales et calculées

4.13. 3ème

V_g
(m/s)

$x = 8 \text{ cm}$



○ : Tableau 4.1

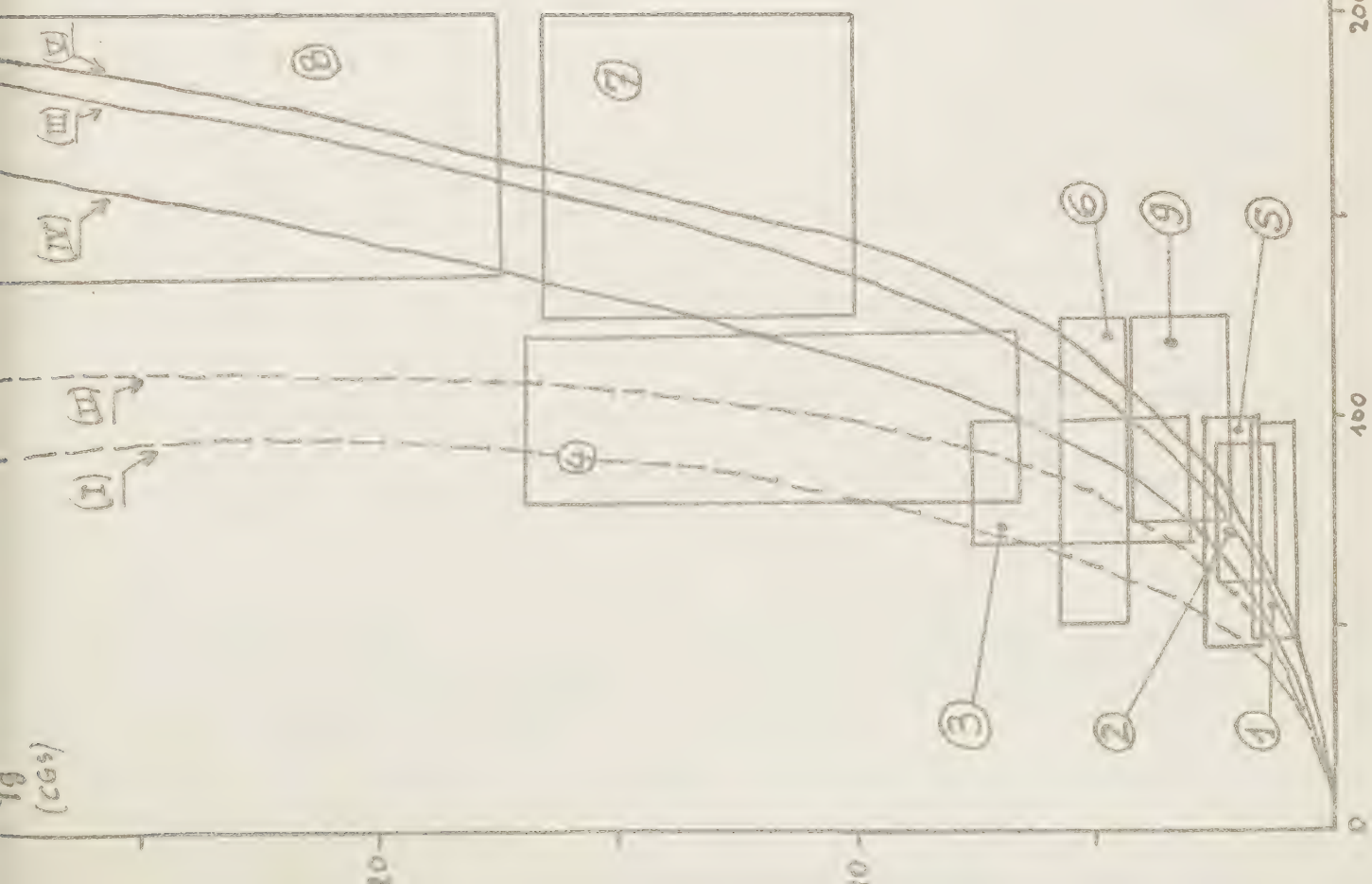
□ : Résultats expérimentaux

	u_1	x_N	b	
(III)	650	1,5	0,1	courbes
(VII)	450	2	0,1	calculées

Fig. 4.12 (a) Vitesses de grains expérimentales et calculées

4.12, c. 12me

$x = 10 \text{ cm}$



○ — φ Tableau 4.1

□ — Résultats expérimentaux

	u_0	x_0	b	
(III)	650	1,5	0,1	Courbes
(V)	650	15	1	Calculées
(IV)	650	1	1	
(I)	350	1,5	0,1	
(II)	450	1,5	0,1	

Fig. 4.12 (d) Vitesses de grains expérimentales et calculées

b) - Principe de la méthode comparative

Le calcul présenté au § 423 nous permet de déterminer numériquement le profil de vitesses d'un grain défini par son paramètre caractéristique Ψ_g , et en particulier les vitesses aux 4 abscisses de mesure ; rappelons que ce grain est supposé suivre une trajectoire axiale. Si nous répétons le calcul pour plusieurs valeurs de Ψ_g , nous pouvons tracer sur chacun des 4 diagrammes du § a) une courbe calculée ; chacune de ces 4 courbes dépend des trois paramètres u_1 , x_N et b qui définissent le profil axial de vitesse du gaz :

$$u(x) = u_1 \left[\frac{x_N + b}{x + b} \right]^2$$

L'étude menée au chapitre 3 nous permet d'évaluer seulement des ordres de grandeur de ces paramètres : $u_1 \sim 500$ m/s ; $b = 2$ cm ; $x_N \leq 1,5$ cm (+).

Le problème est donc d'ajuster simultanément ces 4 courbes aux résultats expérimentaux par un choix judicieux des valeurs de u_1 , x_N et b . A priori, cette opération est très aléatoire, mais nous allons voir que l'étude se réduit à la détermination du seul paramètre u_1 , les deux paramètres x_N et b qui caractérisent la décroissance de la courbe $u(x)$ ayant une influence très faible sur le résultat. Par ailleurs, l'imprécision des résultats expérimentaux ne nous permet pas de compter sur une précision supérieure à 20 % sur la valeur de u_1 .

c) - Choix des paramètres u_1 , x_N et b

L'influence prépondérante de la valeur de u_1 est illustrée par les trois courbes (I), (II) et (III) représentées en traits discontinus sur les fig. (a) et (d) correspondant respectivement à des valeurs de u_1 de 350, 450 et 650 m/s, les valeurs de x_N et b ayant été fixées arbitrairement à 1,5 cm et 0,1 cm ; il est clair que les valeurs de V_g pour une même valeur de Ψ_g croissent de façon importante avec u_1 . Les courbes (III) concordent assez bien avec l'ensemble des résultats expérimentaux sur chacun des 4 diagrammes (cf. fig. 4.7(a) à (d)). Pour des valeurs supérieures de u_1 la courbe s'éloigne excessivement des rectangles 3 et 6.

Les courbes (III), (IV) et (V) ont été calculées pour la meilleure valeur de u_1 (650 m/s), et diverses valeurs de x_N et b .

La modification apportée par une variation de x_N de 1 à 1,5 cm, b étant constant ^{et} égal à 1 cm (courbes (IV) et (V)), est négligeable comparée à la dispersion expérimentale.

Il en est de même lorsque x_N est maintenu égal à 1,5 cm quand b varie de 0,1 à 1 cm (courbes (III) et (V)).

.../...

(+) valeur de u_1 (§ 3.3.3.4 (d2)) ; valeur de b : détermination graphique (fig. 3.3.11) ; valeur de x_N : la forme des profils de vitesse et de pression dynamique (fig. 3.3.9) indique que x_N est limité supérieurement à 1,5 cm.

d) - Valeur optimale de u (x)

Nous adopterons l'expression suivante du profil de vitesse :

$$\begin{aligned} u &= 650 \text{ pour } x \leq 1,5 \\ (\text{m/s}) & \quad (\text{cm}) \\ u &= 650 \cdot \left[\frac{1,5+1}{x+1} \right]^2 \text{ pour } x > 1,5 \end{aligned}$$

sachant qu'elle nous permet de prédire des vitesses de grains appartenant aux 9 classes à toutes les distances de la buse comprises entre 4 et 10 cm avec une précision moyenne de l'ordre de 30 à 50 % (+).

e) - Comparaison avec les résultats antérieurs

A titre de vérification complémentaire, nous comparerons, dans la zone d'écoulement établi, ce profil (cf. fig. 4.13 (I)) à celui (fig. 4.13 (II)) que nous avons calculé par la méthode de DONALDSON (fig. 3.3.9).

Les profils (I) et (II) sont assez concordants, pourtant les méthodes de calcul et les justifications expérimentales indirectes sont foncièrement différentes ; rappelons que le premier, évalué par la méthode approchée de DONALDSON se trouvait justifié par l'accord entre les valeurs locales de pression dynamique calculées et expérimentales ; dans le calcul qui vient d'être exposé la forme analytique de u (x) avait été déduite des résultats précédents, par contre seul était connu l'ordre de grandeur de chacun des trois paramètres, la valeur de u_1 vient d'être évaluée à partir de mesures effectuées sur les grains.

Nous avons également reporté sur la figure (4.13) :

- 2 profils caractéristiques de grains de carbone de petit diamètre donc de faible inertie (§ 442 (3e)). Le profil (III) toujours au-dessus des courbes (I) et (II) les suit cependant d'assez près et s'en rapproche rapidement à partir de 8 cm de la buse. Le profil IV présente un maximum légèrement décalé par rapport aux courbes (I) et (II) ; sa décroissance est plus lente.

- quelques profils individuels de grains de diverses classes ; celles-ci sont repérées comme sur les figures 4.12 (a) à (d) (tableau 4.1).

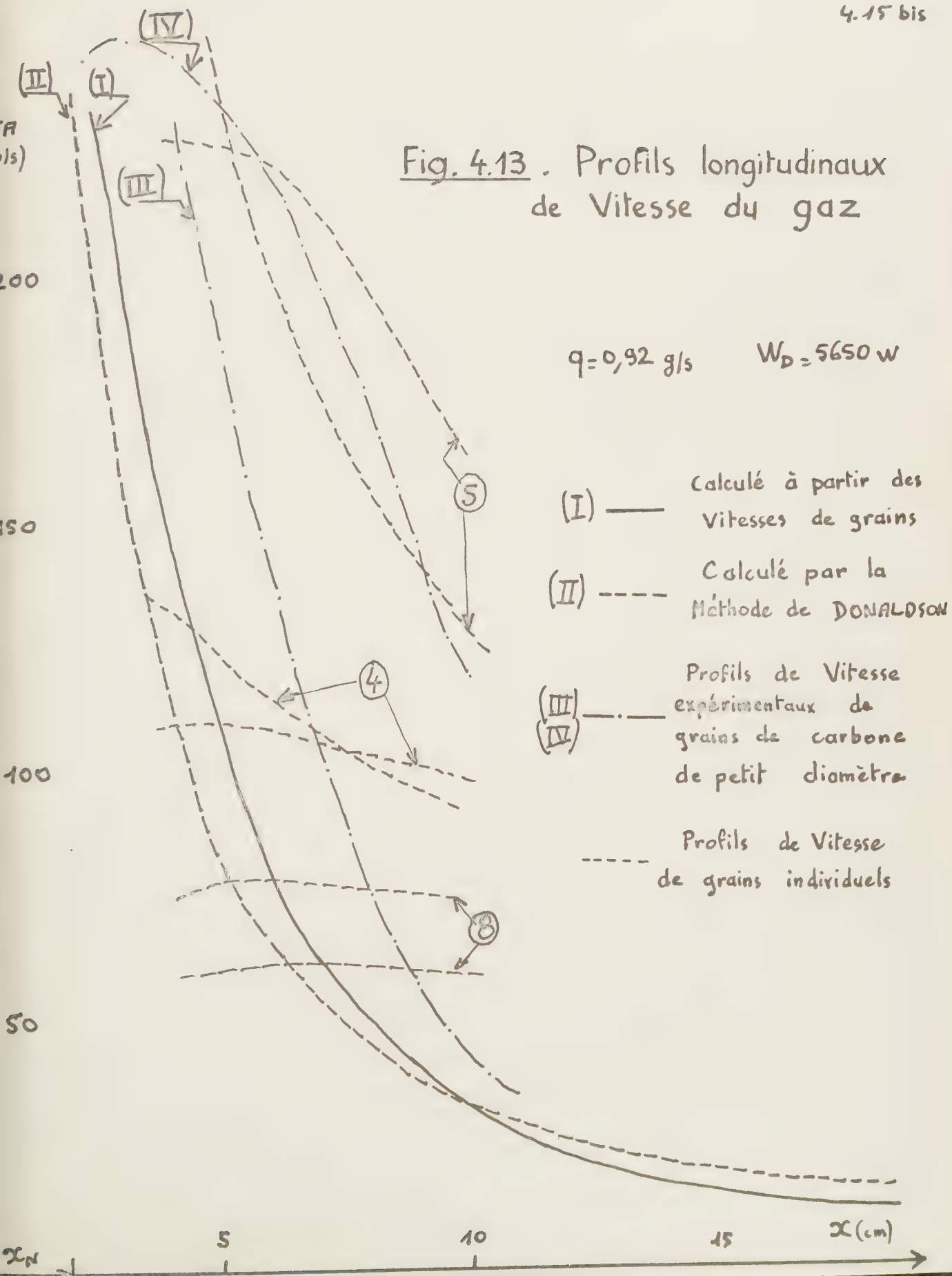
Si l'on pense que les profils de vitesse de gaz calculés ne sont que des profils moyens autour desquels oscillent les profils instantanés⁽⁺⁺⁾ alors que les trajectoires de grains étudiées nous ont permis d'atteindre des vitesses instantanées, la disposition relative des profils de vitesse de gaz et de grains est en bon accord qualitatif avec le modèle.

Nous pouvons donc conclure que, tout au moins dans la zone d'écoulement établi (où nous avons fait toutes nos mesures), ces deux profils calculés représentent avec une basse approximation la variation réelle de la vitesse du gaz.

.../...

(+) alors que la dispersion systématique est supérieure ou égale à 20 %

(++) $\left| \frac{du}{u} \right| \leq 15 \% \text{ cf. } § 4.4.1$



444 - Le problème de la vitesse axiale du gaz en sortie de buse

Nous venons de voir que les courbes calculées et les résultats concordent, à la précision expérimentale près, pour des valeurs de la vitesse u_1 supérieures à 500 m/s, mais ne dépassant pas 700 m/s, alors que la vitesse moyenne $\bar{u}$ dans la buse n'était que de 160 m/s (cf. § 3334). Ces deux valeurs pourraient sembler à priori incompatibles, puisqu'ils situent les valeurs du rapport $u_1/\bar{u}$ autour de 3 à 4, alors que ce rapport est compris entre 1 et 2 dans tous les écoulements isothermes.

Mais précisément la très grande différence de température entre le gaz axial et celui voisin des parois refroidies de la buse explique ce phénomène. Nous avons vu en effet que l'enthalpie spécifique moyenne du gaz est $\bar{H} = 850$ cal/g, alors que les mesures spectroscopiques (14,15) donnent une température axiale de l'ordre de 11.000 à 15.000°K, correspondant à des enthalpies H_1 comprises entre 1800 et 8500 cal/g. Le rapport $H_1/\bar{H}$ peut donc se situer entre 2 et 10. L'analogie des transferts de chaleur et de quantité de mouvement, justifie donc bien l'existence de très grandes vitesses axiales du gaz en sortie de buse.

CHAPITRE V

ETUDES DU TRANSFERT DE CHALEUR A DES GRAINS

5.1 - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE - COMMENTAIRE DES RESULTATS ANTERIEURS

511 - Les techniques expérimentales

Les différentes méthodes expérimentales d'étude de l'efficacité du transfert de chaleur à des grains dans une flamme se ramènent toujours à la détermination des températures de surface de grains individuels par photopyrométrie, ou mieux, de l'enthalpie spécifique de lots de grains prélevés à la sortie de la flamme par calorimétrie ou évaluation d'un taux de conversion physique ou chimique.

La méthode photopyrométrique présentée par POPOV (62) est évidemment la plus séduisante puisqu'elle permet en principe de suivre l'évolution de la température de surface le long de la trajectoire. Cette méthode utilisée par l'auteur pour étudier l'échauffement de grains de carbone dont le diamètre est de l'ordre du millimètre n'est pratiquement pas applicable dans la flamme d'un chalumeau à plasma à des grains dont le diamètre apparent sur la pellicule est contrôlé par la granulométrie de l'émulsion.

De nombreux auteurs (60,63,64,65) dans le cadre de la recherche de conditions optimales de projection, se sont contentés de localiser les distances à partir desquelles les grains sont totalement fondus ou vaporisés.

BORGIANI et ses collaborateurs (66) ont étudié par analyse chimique les taux de décomposition d'oxydes métalliques. Dans le cas de l'Alumine en particulier, les enthalpies spécifiques déduites de leurs résultats sont très discutables, les transformations physico-chimiques de l'Alumine autour et au-delà du point de fusion étant mal connues.

Enfin, les mesures calorimétriques, qui nous semblent les mieux adaptées à notre problème, ont été peu développées. CLINE et ses collaborateurs (67) ont utilisé un calorimètre à pertes thermiques pour mesurer la température moyenne de grains métalliques projetés au chalumeau oxyacétylénique. La température stationnaire atteinte par une plaque-cible interposée sur le jet est une mesure du débit calorifique à la paroi ; un étalonnage préalable à l'aide d'une résistance électrique noyée dans la cible, permet d'isoler la contribution des grains. Ils ont pu trancher un problème très controversé en prouvant que les grains doivent être complètement fondus pour pouvoir constituer un revêtement.

DAUVERGNE (1) a utilisé une méthode semblable pour mesurer l'enthalpie de grains d'Alumine de 35 et 52 μ après traversée d'un four à

.../...

plasma HF. En raison de la mauvaise conductivité thermique du revêtement ainsi constitué il devait, pour des raisons de reproductibilité et pour pouvoir comparer les expériences entre elles, limiter l'exposition de la mince lame d'étain constituant la cible à quelques secondes pour éviter la formation d'une couche isolante d'Alumine ; la pente à l'origine de la courbe de montée en température de la cible lui permettait d'atteindre la puissance calorifique apportée par les grains. La grosse incertitude de la méthode résidant dans la faiblesse des poids d'Alumine recueillis (5-10 mg sur une cible pesant 5 g). Nous verrons au § 5.3 les améliorations apportées ultérieurement par DAUVERGNE et CHEYLAN à cette technique.

5.1.2. - Interprétations théoriques

Après avoir dénombré et explicité les paramètres et processus susceptibles de participer à l'échauffement de grains solides dans des flammes de plasma, nous analyserons les interprétations de résultats expérimentaux faits par divers auteurs (1,58,60,64,66) ; les paramètres fondamentaux et les principales difficultés de l'étude théorique étant précisés, nous serons en mesure d'élaborer un modèle mathématique qui sera présenté au paragraphe suivant (5.2).

5.1.2.1. - Paramètres et processus contrôlant l'échauffement

Une revue d'ensemble très claire et fréquemment citée est due à MEYER (14,65). L'auteur présente les résultats de ses études qualitatives du comportement des poudres de différents matériaux dans des flammes de plasma. Il s'est intéressé plus particulièrement à l'échauffement de grains d'oxydes métalliques dans un plasma d'azote. Ayant démontré qu'une étude expérimentale systématique est pratiquement impossible, les propriétés des matériaux variant en bloc lorsqu'on passe de l'un à l'autre, il tire des conclusions qualitatives de ses observations ; Les paramètres contrôlant la fusion des grains seraient :

- l'activité catalytique de la surface relativement aux recombinaisons d'espèces ionisées ou dissociées (selon lui ce paramètre serait encore plus fondamental dans un plasma d'argon)

- le coefficient d'absorption totale de cette surface ; le rayonnement de la flamme étant supposé être également un facteur primordial relativement à la conduction-convexion dans la couche limite

- l'enthalpie nécessaire à la fusion totale
- le diamètre des grains
- la conductivité thermique du matériau qui joue sur l'homogénéité de l'échauffement.

Cet article est intéressant, puisqu'il énumère les trois modes possibles de transfert de chaleur entre le plasma et les grains :

- conduction-convexion dans la couche limite
- recombinaison à la paroi d'espèces ionisées ou dissociées
- rayonnement (du plasma vers les grains et des grains vers le milieu ambiant).

Il précise également les propriétés des matériaux susceptibles de jouer un rôle au cours de l'échauffement.

Par contre, les hypothèses sur l'importance relative de ces différents modes de transfert sont purement spéculatives, l'auteur ne s'appuyant sur aucune base théorique même approximative et ne donnant aucun ordre de grandeur.

Nous pouvons dès à présent préciser que nous ne chercherons pas à évaluer l'énergie rayonnée reçue du plasma, d'autres auteurs ayant prouvé (77,78) qu'elle est négligeable. Dans les deux paragraphes suivants nous allons chercher à comparer les ordres de grandeur des autres apports d'énergie.

5.1.2.2 - Le problème de l'équilibre dans la couche limite

Il n'y aura diffusion d'ions et d'électrons avec des recombinaisons à la paroi que si la couche limite est partiellement ou totalement "gelée" ; en effet, quand l'équilibre thermodynamique est réalisé en tous points, la concentration en espèces dissociées est négligeable au voisinage de la paroi où les températures ne dépassent pas 2000 à 3000°K (cf. tableau A-I en annexe).

Ce problème de l'équilibre dans la couche limite peut paraître important à priori, car les grandeurs de transport, viscosité, diffusivité et conductivité thermique prennent des valeurs assez différentes dans les deux cas limites : couche "gelée", couche "équilibrée".

a) - Déterminations expérimentales de l'état d'équilibre

Certains auteurs ont cherché à préciser expérimentalement ce problème ; ils ont réalisé des études de transferts de chaleur à des solides immobiles immergés dans le plasma. Leurs conclusions sont divergentes : CHLUDZINSKI (78) a pu déterminer expérimentalement les contributions relatives de la conduction-convexion et des recombinaisons, il a trouvé que le terme de conduction est environ 10 fois supérieur à l'apport de chaleur par recombinaison. KIMURA et KANZAWA (22) ont mesuré la chaleur reçue par des fils immergés dans un arc, perpendiculairement à l'écoulement ; ils ont montré que les valeurs expérimentales sont très voisines des valeurs calculées dans le cas "gelé".

A la vérité, aucune de ces conclusions n'est vraiment probante : les grandeurs de transport ne sont pas connues, expérimentalement ou théoriquement, avec une précision supérieure à ± 20 ou 30 % (71,40,43) ; cette incertitude est du même ordre que l'écart entre les valeurs correspondant au cas "gelé" et au cas "équilibre" ; elle constitue en fait le principal obstacle à des études de ce type.

b) - Modèles mathématiques simples d'une couche limite équilibrée

Le manque de précision de ces données fondamentales justifie le choix de modèles simples pour décrire les transferts en couche limite.

.../...

b-1) Le modèle d'ENGELKE

ENGELKE, dans l'étude citée (60) au chapitre 4, a déterminé expérimentalement la distance x_f à laquelle des grains d'une classe donnée sont complètement fondus ; il a calculé en régime de STOKES le flux calorifique moyen $\dot{\varphi}_s$ reçu par le grain, et les profils longitudinaux de vitesse V_g et d'enthalpie spécifique H_g des grains sur une faible distance dans la flamme. Dans ces conditions les équations se réduisent (avec nos notations) à :

$$V_g = \frac{dx}{dt} \quad (1)$$

$$\frac{dV_g}{dt} = \psi_g (u - V_g) \quad (2)$$

$$\frac{dH_g}{dt} = \frac{6}{\rho_g d_g} s \quad (3)$$

Avec les hypothèses et conditions aux limites suivantes :

$$u = \text{cste} \quad \psi_g = \frac{18\eta}{\rho_g d_g^2} = \text{cste}$$

pour $x = x_f$; $H_g = H_f$ (où H_f est l'enthalpie spécifique à fusion totale)

pour $t = 0$; $x = 0$; $V_g = 0$; $H_g = 0$

Le système admet une solution analytique de forme générale :

$$x = x(H_g)$$

En raison du caractère qualitatif de l'expérimentation, l'auteur se contente d'une résolution approchée (*) qui lui permet d'expliquer $\dot{\varphi}_s$; il obtient tous calculs faits :

$$\dot{\varphi}_s = \frac{\rho_g d_g H_f}{6} \sqrt{\frac{u \psi_g}{2x_f}} \quad (4)$$

Pour interpréter les valeurs de $\dot{\varphi}_s$ ainsi évaluées, l'auteur les a comparées à celles que l'on peut calculer pour une couche limite supposée équilibrée et de symétrie sphérique ; on a à la distance radiale r au sein de la couche limite la relation classique de bilan suivante :

$$-\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} 4\pi r^2 = -\dot{\varphi}_s \pi d_g^2$$

où $\dot{\varphi}_s$ est compté positivement quand le grain reçoit de la chaleur, d'où :

$$\int_{T_g}^{T_p} \lambda dT = -\dot{\varphi}_s \frac{d_g^2}{4} \int_{\frac{2}{d_g}}^0 d\left(\frac{1}{r}\right)$$

$$\dot{\varphi}_s = \frac{2}{d_g} \int_{T_g}^{T_p} \lambda(T) dT \quad (5)$$

.../...

(*) obtenue en négligeant V_g devant u dans l'équation (2)

Il a pu vérifier que l'accord est obtenu pour des valeurs vraisemblables de T_p température dans la flamme ; en particulier l'accroissement notable de puissance calorifique transférée au grain lorsqu'on ajoute de petites quantités d'Hydrogène s'interprète bien par ce modèle.

-:-:-:-:-

Ce modèle semble donc pouvoir constituer une base valable pour l'élaboration d'un programme de calcul dans le cas plus compliqué où les propriétés du gaz varient le long de la trajectoire du grain.

Nous allons étudier au préalable deux exemples de résultats expérimentaux obtenus sur des fours à plasma HF, apparemment en désaccord avec le modèle, et montrer que ces divergences s'expliquent soit par une utilisation injustifiée (66) des équations d'ENGELKE, soit par une expérimentation incomplète (1).

BORGIANNI et col. (66) ⁽⁺⁾ avaient évalué à diverses distances x (jusqu'à 12 cm de l'extrémité du four), les enthalpies spécifiques H_g de 4 classes d'oxydes métalliques (2 oxydes : Cu O et Al_2O_3 ; 2 granulométries : 60 et 135 μ). Ils avaient adopté sans discussion la relation calculée par ENGELKE :

$$H_g = \left(\frac{(K_p - K_g)^2}{\eta} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot 4 \left(\frac{x}{u_{pg} d_g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

alors que les conditions aux limites sont différentes (vitesse initiale des grains non nulle et voisine de celle du gaz ; variations notables des propriétés du gaz le long de la trajectoire). Ils ont cherché pour chacun des 4 profils expérimentaux la "meilleure" valeur du paramètre

$$\left(\frac{(K_p - K_g)^2}{\eta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{compatible avec les résultats.}$$

Nous verrons que K_g est généralement négligeable devant K_p ; ce paramètre devrait donc être indépendant de la nature et du diamètre des grains. En fait, il décroît d'un facteur 1 ou 2 lorsque le diamètre croît de 60 à 135 μ .

D'autre part la température T_p estimée était de 8000° ; dans ces conditions, η , viscosité moyenne dans la couche limite n'était pas inférieure à 10^{-3} poise et $K_p - K_g \sim 3$ cal/cm ; les valeurs du paramètre devaient être inférieures à 10^2 , alors que les valeurs de BORGIANNI dépassent $3 \cdot 10^2$.

Nous avons vu que l'équation (8) ne traduit absolument pas le phénomène étudié, le désaccord ne tient pas aux hypothèses d'ENGELKE, mais à l'application qui a été faite par BORGIANNI.

.../...

(⁺) étude citée au § 5.1.1

DAUVERGNE (1) a pu évaluer des flux calorifiques moyens de 5000 à 10000 cal/cm².s pour des grains de 35 et 52μ à partir de la relation :

$$\bar{\varphi}_s = \frac{\rho_g d_g}{6} \frac{H_g V_i}{x_p}$$

où H_g est l'enthalpie spécifique déterminée par une méthode calorimétrique, x_p la longueur déterminée expérimentalement d'une zone axiale où le flux φ_s est pratiquement constant alors qu'il est négligeable en amont et en aval, et V_i la vitesse du grain supposée constante et égale à la vitesse du gaz d'injection.

Par ailleurs toutes les mesures de température dans les fours à plasma HF révèlent des températures maximales de 10000 ou 11000°K ; pour des grains de 35 μ les valeurs du flux calorifique calculées par la relation (7) sont de 2860 cal/cm².s pour une température T_p de 10000°K et n'atteignent 5700 cal/cm².s que pour $T_p = 12000°K$.

La simple conduction-convexion ne semble pas suffisante pour expliquer les valeurs élevées du flux présentées par DAUVERGNE. Des mesures récentes effectuées par CHEYLAN (42) sur le même appareil permettent de penser que, si la vitesse de grains varie peu, elle est inférieure par un facteur 2 à la vitesse d'injection ; les flux calorifiques moyens ne dépasseraient pas 5000 cal/cm².s, ils seraient donc en bon accord avec la température du plasma d'une part et un modèle analogue à celui d'ENGELKE d'autre part.

b-2) Autres méthodes de calcul

Nous discuterons rapidement trois méthodes de calcul simples qui sont parfois citées en référence (60,63). MOORE et col. (58) présentent un modèle relatif au refroidissement d'un grain initialement fondu ; ce modèle ne tenant pas compte des propriétés du gaz ne peut être utilisé pour prédire l'échauffement.

MASH et col. (68) ont proposé un calcul basé sur les hypothèses classiques du "mur" : à l'instant initial la température de la paroi est supposée égale à la température de fusion du matériau ; l'échauffement serait alors contrôlé uniquement par la diffusivité thermique du matériau. Cette méthode est discutable, elle ne fait pas intervenir le flux calorifique à la paroi, ni la nature du gaz.

Enfin, le modèle plan d'ANGELIN et CEVALES (77) est trop rudimentaire, la symétrie sphérique ayant une influence notable sur la forme des profils de température et donc sur la valeur du flux à la paroi.

5.1.2.3 - Le problème de la répartition des températures dans le grain

Dans le modèle d'ENGELKE, la grandeur caractéristique de l'échauffement est l'enthalpie spécifique moyenne du grain ; on peut la relier à une température "moyenne" T_g (*).

.../...

(*) par la relation $dH_g = C_p dT_g$, qui n'est d'ailleurs valable en toute rigueur qu'entre valeurs locales

Il peut cependant paraître intéressant de connaître la répartition interne des températures, et en particulier la température de surface T_s pour calculer :

- le flux d'énergie rayonnée par le grain ; en fait les évaluations de DAUVERGNE (1) et de MOORE (58) montrent qu'il ne s'agit que d'un terme correctif : pour les matériaux usuels ce flux ne dépasse pas 100 cal/cm².s (+) ; nous vérifierons que son influence est faible même hors de la flamme.

- la valeur exacte de l'intégrale $\int_{T_g}^{T_p} \lambda dT$ proportionnelle au flux de chaleur apportée par conduction convection, la borne inférieure de cette intégrale étant théoriquement la température de surface T_s . En fait, pour les valeurs élevées de T_p , la variation de la fonction

$$K(T) = \int_0^T \lambda(T) dT \quad \text{est telle que :}$$

$$K(T_s) \ll K(T_p)$$

il n'est pas nécessaire de connaître T_s avec précision.

De même nous verrons que la température d'un grain après son passage dans la flamme, d'une part varie très lentement, et d'autre part est contrôlée essentiellement par l'enthalpie spécifique initiale H_1 du gaz : les flux de chaleur perdus par le grain hors de la zone chaude du jet étant inférieurs par un facteur 10 ou 100 aux flux reçus pendant l'échauffement.

Par conséquent, pour l'étude que nous allons entreprendre, la température "moyenne" T_g est un repère suffisant de l'état thermique du grain (++).

Remarque : Dans un programme plus complet de recherche de conditions optimales de projection ou même de sphéroïdisation de grains, le temps pendant lequel tout ou partie d'un grain se trouve à l'état liquide peut être un paramètre important. Plutôt que l'expression approchée du profil de température interne donnée par MOORE (58) il semble préférable d'utiliser la relation plus exacte établie par DAUVERGNE (1) :

$$T(r, t) = T_0 + \frac{\psi_s}{d_g \lambda_g} \left[r^2 - \frac{3}{20} d_g^2 + 6 \alpha_g t \right]$$

où T_0 est la température initiale du grain, λ_g et α_g respectivement sa conductivité et sa diffusivité thermique. Cette expression approchée peut être précisée pour tenir compte de la période transitoire d'établissement des profils de température par l'adjonction du terme :

$$- \frac{\psi_s d_g^2}{2 \lambda_g r} \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(2rb_n/d_g)}{b_n^2 \sin b_n} \exp \left(- \alpha_g \frac{4b_n^2 t}{d_g^2} \right) \right)$$

.../...

(+) à comparer à 2000-5000 cal/cm².s, valeurs maximales du flux de chaleur apportée par conduction

(++) du moins en ce qui concerne l'évaluation de ψ_s flux net de chaleur arrivant à la paroi du grain

où les b_n sont les racines de l'équation :

$$b - tgb = 0$$

L'expression complète est due à CARSLAW et JAEGER (79).

5.2 - LIMITATION ET BUTS DE L'ETUDE

Nous avons vu que de nombreux auteurs ont abordé le problème de la prédiction de l'échauffement de grains au sein d'une flamme de plasma ; aucun n'a pu réaliser simultanément toutes les mesures à mettre en oeuvre pour répondre sérieusement aux nombreuses questions soulevées. La raison principale tient au fait que toujours ce problème s'est posé à des utilisateurs de torches ou fours à plasma qui, entre autres problèmes techniques, théoriques, mathématiques ou expérimentaux ont cherché à préciser les conditions expérimentales. Le nombre et la complexité des mesures à réaliser simultanément pour faire une analyse précise et sûre, ont toujours largement débordé le cadre des études entreprises ; le caractère qualitatif des observations rend les conclusions essentiellement subjectives, donc souvent contradictoires.

Aucune méthode expérimentale ne permet semble-t-il de déterminer au sein de la flamme des profils axiaux d'échauffement de grains individuels dans la gamme granulométrique 10 à 200 μ . La distance à la buse peut cependant être un paramètre d'étude au-delà de l'extrémité de la flamme, mais la mesure, de type calorimétrique, ne peut être que globale.

Nous verrons au § 5.3 que la méthode calorimétrique choisie, mise au point et utilisée valablement par CHEYLAN sur un four HF où le gaz s'écoule à des vitesses 5 à 10 fois plus faibles que sur notre appareil, si elle apparaît comme une des plus valables parmi les quelques techniques présentées au § 5.1 reste très incertaine en raison des pertes de fluide calorimétrique par évaporation et vraisemblablement entraînement convectif qui peuvent introduire des termes correctifs de l'ordre de l'enthalpie à mesurer.

Sur ces bases expérimentales, il est impossible de vérifier avec précision une loi théorique ou d'étudier systématiquement l'influence de paramètres comme la granulométrie, la nature du matériau ou le temps de séjour dans la flamme. Nous effectuerons un nombre limité de mesures, nous contenterons de calculer sur un modèle simple comparable à celui de ENGELKE, mais plus complet, les profils d'enthalpie spécifique et de vitesse de grains dans le jet ; pour différentes valeurs vraisemblables de H_1 nous comparerons ensuite comme au chapitre 4 les courbes théoriques et valeurs expérimentales, qualitativement pour justifier ou condamner le choix du modèle et quantitativement pour préciser la valeur de H_1 .

.../...

5.3 - CALCUL DE L'ECHAUFFEMENT DES GRAINS

5.3.1 - Principe de calcul

Nous avons mis au point au chapitre 4 une méthode permettant de calculer indépendamment le mouvement d'un grain de caractéristiques données suivant une trajectoire axiale dans un fluide non isotherme. Nous avons pu ainsi déterminer une équation du profil axial de vitesse du gaz compatible avec les vitesses de grains expérimentales. Les relations de DONALDSON (39) présentées au chapitre 3 permettent de calculer en un point toutes les propriétés du gaz à partir de la vitesse locale et de la température initiale $T_p (H_1)$.

En associant à ces relations le bilan instantané de chaleur à la paroi du grain (équations (3) et (7) du § 5.1.2), nous disposons d'un modèle mathématique complet décrivant l'échauffement d'un grain dans un fluide non isotherme. Nous allons voir que ce modèle ne dépend plus que d'un seul paramètre : l'enthalpie spécifique axiale du gaz en sortie de buse H_1 ; celle-ci sera calculée au § 5.4 à partir des résultats expérimentaux.

Le tableau 5.1 résume les équations fondamentales. Elles vont être précisées au paragraphe suivant 5.3.2.

5.3.2 - Présentation et analyse du système

5.3.2.1 - Equations relatives aux grains

Bilan de quantité de mouvement

Nous avons discuté au chapitre 4, l'équation du mouvement des grains ; nous avons en particulier justifié l'emploi de la relation empirique :

$$V_g \frac{dV_g}{dx} = \psi_g (u - V_g)^{1,4} \quad (1)$$

dans le cas d'une couche limite non isotherme sans modification de la valeur de ψ_g .

Bilan de chaleur

L'équation de bilan instantané à la paroi du grain :

$$V_g \frac{dH_g}{dx} = \frac{6}{\rho_g d_g} \dot{q}_s \quad (2)$$

est valable à chaque instant quelles que soient la valeur et la nature de $\dot{q}_s$ flux net de chaleur arrivant à un grain.

Si l'on veut évaluer en même temps la température moyenne du grain, pour tenir compte de l'existence d'un palier de température au

.../...

TABLEAU 5.1

LES EQUATIONS FONDAMENTALESEQUATIONS DE BILANS RELATIFS AUX GRAINS

- Bilan de quantité de mouvement :

$$V_g \frac{dV_g}{dx} = \psi_g (u(x) - V_g)^{1,4} \quad (1)$$

Corrélation empirique

- Bilan de chaleur :

$$V_g \frac{dH_g}{dx} = \frac{6}{\rho_g d_g} \psi_s \quad (2)$$

Equation exacte de bilan instantané

avec

$$\psi_s \sim \frac{2}{d_g} \int_{T_g}^{T_p} \lambda(T, y) dT \quad (3)$$

Hypothèses - états quasi-stationnaires

- couche limite sphérique et équilibrée (ENGELKE)

EQUATIONS DECRIVANT L'ETAT DU GAZ

- Profil de vitesse :

$$u(x) = u_1 \quad x < x_N$$

$$u(x) = u_1 \left[\frac{x_N + b}{x + b} \right]^2 \quad x > x_N$$

Equation empirique :

- forme établie au chapitre 3
- paramètres évalués à partir des vitesses de grains

- Relations entre valeurs locales :

$$U = \frac{u}{u_1} = \frac{H_t}{H_{t1}} = y$$

Hypothèse - affinité des transferts (DONALDSON)

$$\rho = \rho(U) \quad T = T(U)$$

$$\lambda = \lambda_1 U + \lambda_2 (1-U)$$

La valeur de H_1 est inconnueGRANDEURS CALCULEES

$$H_g(x, \rho_g, d_g, H_1)$$

$$V_g(x, \rho_g, d_g, H_1)$$

moment de la fusion, il faut adjoindre à l'équation (2) les deux relations :

$$\begin{array}{l} T_g \neq T_f \quad \frac{dT_g}{dx} = \frac{1}{C_p(T_g)} \frac{dH_g}{dx} \end{array} \quad (3)$$

$$\begin{array}{l} T_g = T_f \quad \frac{dT_g}{dx} = 0 \end{array} \quad (4)$$

où T_f est la température de fusion du matériau.

Le terme d'énergie rayonnée par le grain n'apportant aucune complication au calcul, nous en avons tenu compte dans l'expression du flux net à la paroi :

$$\dot{q}_s = \frac{2}{d_g} \int_{T_g}^{T_p} \lambda dT - \epsilon \sigma T_g^4 \quad (5)$$

Nous reviendrons plus loin sur la valeur de la conductivité thermique λ qui dépend à la fois de la température et de la composition du gaz.

Par contre, nous n'avons pas cherché à tenir compte d'une éventuelle vaporisation, dans ce cas, en effet, toutes les propriétés du grain et de la couche limite se trouvent modifiées (variations de diamètre et de composition, diffusion de vapeur dans la couche limite, réactions chimiques éventuelles); de même, nous n'avons pas traité le cas de réactions chimiques entre l'air entraîné et la surface des grains.

Conditions aux limites

Nous admettrons encore que les grains sont injectés dans le plasma avec une vitesse initiale nulle ; nous prendrons comme état de référence pour tous les calculs, l'enthalpie spécifique des grains à 300°K.

D'où les conditions aux limites :

$$t \leq 0 \quad V_g = H_g = 0 \quad T_g = 300^\circ K$$

Pour calculer ψ_g , nous avons utilisé l'expression (cf. § 4.4.3 et tableau 4.1) :

$$\psi_g = 7,87 \cdot 10^{-3} \rho_g^{-1} d_g^{-1,6}$$

5.3.2.2 - Calcul des propriétés du gaz

a) - Les équations de base

Les équations permettant de calculer la température, l'enthal-

.../...

pie spécifique, la masse spécifique et la composition locales du gaz à partir de la vitesse réduite u/u_1 ont été présentées au chapitre 3, elles découlent directement de l'hypothèse de l'affinité des transferts de chaleur, de matière et de quantité de mouvement dans le jet ; cette hypothèse se traduit par la relation de base :

$$\frac{u}{u_1} = U = y \neq \frac{H}{H_1}$$

et permet le calcul de toutes les autres propriétés^{locales} du gaz telles que la masse spécifique et la pression dynamique (§3.3).

b) - Calcul de la conductivité thermique

En ce qui concerne la dépendance de la conductivité thermique λ avec la composition du gaz, nous avons adopté la première approximation utilisée couramment pour les mélanges de gaz, attribuant à λ la valeur moyenne pondérée en masse des conductivités λ_1 et λ_2 respectivement de l'argon et de l'air, soit :

$$\lambda(T, y) = \lambda_1(T) y + \lambda_2(T) (1-y)$$

c) - Conditions aux limites

Le profil de vitesse du gaz est défini par les valeurs des trois paramètres u_1 , x_N et b évaluées au § 4.4, soit :

$$u_1 = 650 \text{ m/s} \quad x_N = 1,5 \text{ cm} \quad b = 1 \text{ cm}$$

Les propriétés locales du gaz s'expriment en fonction de la vitesse locale et de l'enthalpie spécifique initiale H_1 . Le système d'équations décrivant l'échauffement des grains ne dépend plus que de la valeur attribuée à ce dernier paramètre.

Nous avons vu au paragraphe 4.4 que les valeurs possibles du rapport $H_1/\bar{H}$ se situent entre 2 et 10 ; le rapport analogue $u_1/\bar{u}$ ne pouvant dépasser 4,3 ($u_1 = 700 \text{ m/s}$ et $\bar{u} = 160 \text{ m/s}$), nous avons effectué tous nos calculs pour des valeurs du rapport $H_1/\bar{H}$ comprises entre 2 et 4,3; soit, avec $\bar{H} = 850 \text{ cal/g}$:

$$1700 < H_1 < 3600 \text{ cal/g}$$

Remarque : On trouvera en annexe les expressions analytiques empiriques utilisées pour exprimer les variations avec la température des conductivités thermiques de l'argon et de l'air et des chaleurs spécifiques de l'alumine, du Nickel et du Carbone, ainsi que l'origine de ces données.

.../...

5.3.3 - Résolution numérique

Le système d'équations différentielles (1), (2), (3) et (4) est encore soluble sur IBM 1130 par la méthode de RUNGE et KUTTA ; cette méthode, rappelons-le, permet le calcul simultané de plusieurs fonctions d'une même variable x , chaque grandeur G_i étant définie par une équation différentielle du type :

$$\frac{dG_i}{dx} = f(G_1, G_2, G_3, x)$$

Il est bien connu que la "stabilité" de la méthode diminue quand le nombre d'équations à résoudre augmente. En particulier, alors que nous avons pu calculer séparément les vitesses de grains avec un pas d'intégration de 0,1 cm, nous avons vu le calcul simultané diverger pour des valeurs 10 ou 20 fois plus faibles de ce pas d'intégration, d'où un allongement considérable du temps de calcul.

Nous avons dû, de ce fait, effectuer de nombreuses vérifications de la justesse et de la précision de la méthode en répétant le calcul pour diverses valeurs du pas d'intégration.

5.4 - TECHNIQUES EXPERIMENTALES : LES CALORIMETRES

5.4.1 - Généralités

L'ensemble des techniques mises au point et testées dans notre laboratoire font l'objet d'une publication (69).

Nous allons cependant en passer une revue détaillée pour voir dans quelle mesure elles sont exploitables sur notre appareil.

Dans tous les cas on interpose normalement au jet de gaz porteur de grains une plaque refroidie percée d'un orifice ouvrant sur une chambre, par ailleurs étanche, contenant un dispositif calorimétrique qui est :

- soit une lame d'étain
- soit un bain d'huile
- soit un bloc de glace en fusion

Dans les trois cas la méthode suppose un orifice suffisamment petit pour que le jet de gaz soit dévié radialement alors que les grains pénètrent dans la chambre du fait de leur inertie, et assez grand cependant pour éviter qu'il ne soit colmaté par des grains (cf. fig. 5.1)

5.4.2 - Les dispositifs calorimétriques à pertes thermiques

Nous avons décrit au § 5.1 la méthode expérimentale utilisée par DAUVERGNE et rappelé la principale incertitude due au temps très court d'exposition de la lame d'étain.

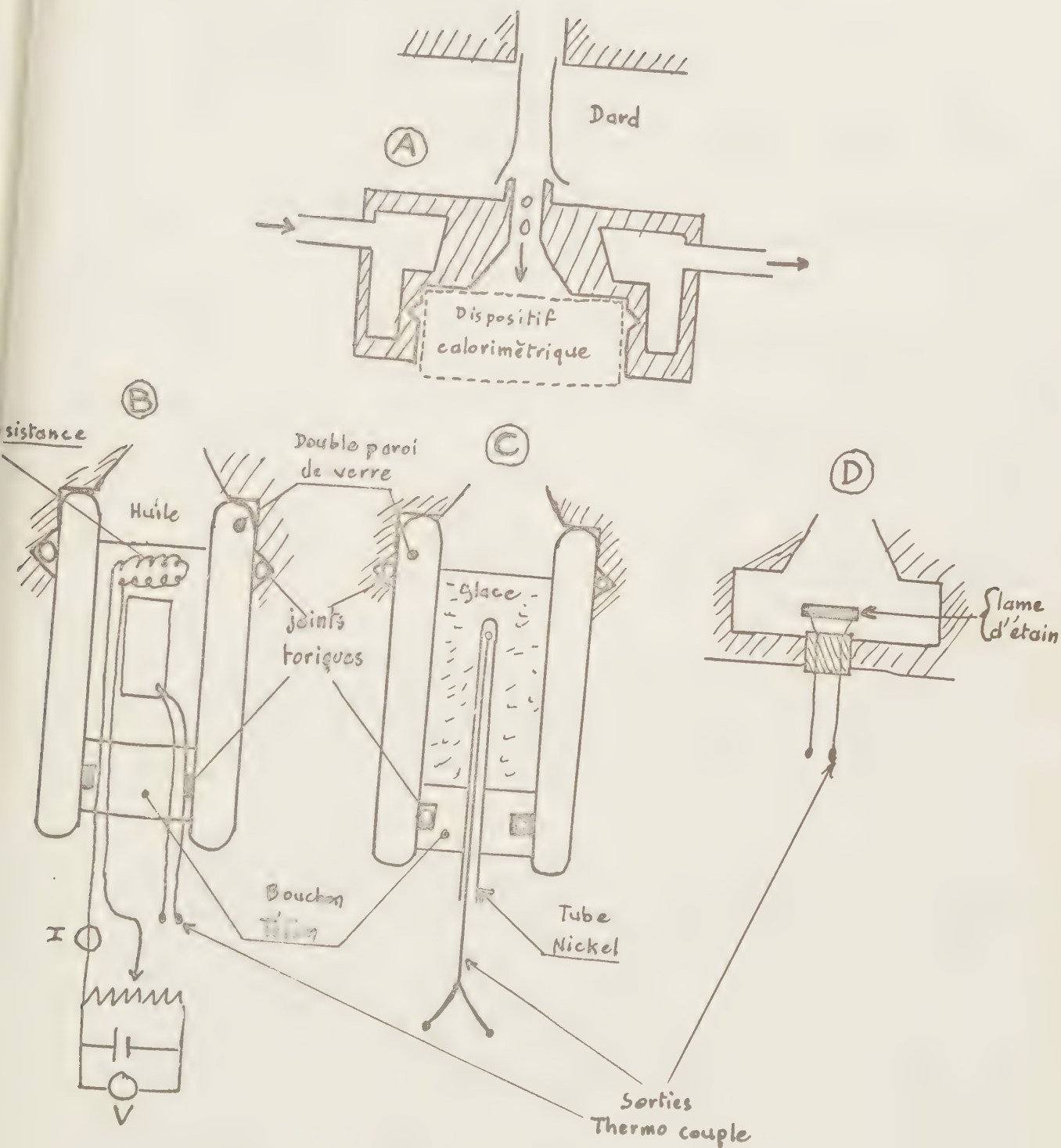


Fig. 5.1. Les Calorimètres

(A) Bouchon refroidi

(B) Calorimètre à bain d'huile

(C) " à fusion de glace

(D) " à flamme d'étain

Pour pouvoir recueillir plus de poudre et conserver sensibilité et sens physique à la mesure, la lame d'étain a été remplacée par un calorimètre à bain d'huile : c'est un récipient en verre à double paroi avec intervalle vide d'air, analogue à un vase DEWAR, contenant 1 à 3 cm³ d'huile dans laquelle sont immergés un thermocouple et une résistance électrique d'étalonnage ; les connexions électriques traversent le bouchon de polythène qui constitue le fond du récipient.

Le bilan thermique différentiel conduit à une même équation pour les différents dispositifs calorimétriques à pertes :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\mu T) = \Phi_H - \alpha_H (T - \Theta)$$

où μ est la capacité calorifique du dispositif, Φ_H la puissance calorifique totale reçue, α_H un coefficient de pertes thermiques et Θ une température de référence.

Si ces différentes grandeurs sont constantes, l'équation admet une solution analytique :

$$\alpha_H \Delta T = \Phi_H (1 - \exp(-\alpha_H t / \mu))$$

Au bout d'un temps suffisant ΔT devient pratiquement constant, la température d'équilibre est une mesure relative de la puissance, c'est la méthode utilisée par CLINE (67) :

$$\Delta T \rightarrow \Phi_H / \alpha_H \quad t \rightarrow \infty$$

Si l'on commence à injecter de la poudre en partant d'une température d'équilibre T_e sous plasma seul par exemple, les pertes thermiques compensent exactement l'apport Φ_p dû au plasma ; à l'instant initial, la pente de la courbe de montée en température est proportionnelle à la puissance Φ_g apportée par les grains :

$$\frac{\partial}{\partial t} (T) = \frac{\Phi_g}{\mu} \quad t = 0$$

Dans la méthode de CLINE comme dans celle utilisant le calorimètre à bain d'huile, on dispose d'une résistance d'étalonnage permettant de comparer les courbes de montée et températures d'équilibres obtenues avec des grains et avec une puissance électrique connue.

Nous n'avons utilisé cette technique que pour les mesures de puissance rayonnée dont les résultats ont été présentés au § 3.2.3.3 : nous cherchions à mesurer la contribution directe du plasma à l'échauffement de l'huile, le calorimètre reçoit de la chaleur venant du plasma par son orifice supérieur alors qu'il échange de la chaleur avec le milieu ambiant à travers les parois et le fond ; l'orifice supérieur étant bouché, on attend l'établissement de la température d'équilibre, on découvre alors le calorimètre quelques secondes, la pente à l'origine de la courbe de montée en température est une mesure de la puissance apportée par le plasma. Après la série d'expériences, on vérifie que les pertes en huile sont négligeables.

.../...

Lorsqu'on injecte des grains dans le calorimètre à bain d'huile, les pertes en huile ne sont plus négligeables, les corrections sont trop difficiles à évaluer pour pouvoir effectuer des mesures sûres, à moins de limiter exagérément le temps d'exposition auquel cas on retombe sur une incertitude encore plus grande qu'avec le calorimètre à lame d'étain.

Notons pour finir que ces appareils mesurent une puissance calorifique ; les résultats ne sont interprétables que si les différentes puissances mises en jeu sont constantes relativement au temps de réponse du calorimètre, autrement dit, il est nécessaire que le débit de poudre soit bien régulier.

5.4.3 - Le calorimètre à fusion de glace

Nous avons donc utilisé pour mesurer les enthalpies de grains un calorimètre à fusion de glace mis au point par DAUVERGNE et CHEYLAN (42) qui permet d'atteindre l'enthalpie apportée par un lot de grains même dans le cas d'une alimentation discontinue ou fluctuante. Le récipient est analogue au précédent mais le thermocouple cuivre constantan est inséré dans un mince tube de Nickel qui peut être déplacé le long de l'axe, la résistance d'étalonnage a été supprimée. Il est exposé au flux calorifique à évaluer dès que la température de la glace atteint 0° C.

Si ΔH_g est l'augmentation d'enthalpie spécifique moyenne des grains, m_g la masse de grains recueillie, Δt le temps de fusion totale de la glace, $\Delta \theta$ la température moyenne du bain d'eau à la fin de la fusion, m_e la masse de glace initiale et Δm_e la perte en eau par évaporation déduite des pesées du calorimètre avant et après expérience et de la masse des grains pesés une fois séchés, Δf et Δe les chaleurs latentes de fusion et de vaporisation de l'eau, un bilan thermique simple permet d'évaluer :

$$m_g \Delta H_g = m_e (\Delta f + \Delta \theta) + \Delta m_e \cdot \Delta e - \Phi_{\text{ext}} \Delta t$$

Φ_{ext} étant la puissance calorifique reçue du milieu extérieur (plasma + air ambiant) déterminé par un étalonnage préalable du calorimètre en l'absence de grains.

La méthode présente de nombreux avantages, mais elle est d'une mise en oeuvre et d'une exploitation délicate : la variation d'enthalpie du calorimètre peut être évaluée avec une assez bonne précision, il est cependant souhaitable que la perte en eau soit faible en raison de l'importance de Δe , d'autant plus que le calorimètre recevant un jet de grains à des vitesses pouvant atteindre 200 m/s, une partie des pertes en eau peut être due à des projections de gouttelettes au moment de l'impact des grains à la surface et non plus à l'évaporation seulement.

Il est également nécessaire que la température de surface ne soit pas trop élevée ; en principe, la glace monte au fur et à mesure de la fusion limitant l'échauffement de l'eau, une expérience au cours de laquelle la glace monte trop tardivement (parce que retardée par des

grains ou pour des raisons géométriques) donne des résultats inexploitable.

La mise au point de cette technique sur un four à plasma HF où les vitesses de gaz et de grains ne dépassent pas 80 m/s a été très délicate ; en particulier les études de reproductibilité effectuées par CHEYLAN l'ont amené à multiplier les précautions expérimentales et cependant le pourcentage d'expériences sûres ne dépasse pas 30 % ; cependant les pertes en eau sont en général nettement inférieures à 0,01 g pour une masse initiale de l'ordre de 2 g, soit une correction ne dépassant guère 5 calories ; d'autre part le diamètre apparent de la flamme est 3 à 4 fois supérieur à celui de l'orifice, les contraintes de positionnement ne sont donc pas trop rigoureuses.

Au contraire, sur notre appareil, le diamètre apparent de la flamme est pratiquement égal à celui de l'orifice (5 mm) ; celui-ci ne peut pratiquement pas être réduit sous peine d'être rapidement colmaté par la poudre. Par ailleurs, les pertes en eau, dans nos conditions expérimentales peuvent être très importantes (parfois supérieures à 0,1 g lorsque la surface libre du calorimètre est à 7 ou 8 cm de la buse) leur contribution au bilan thermique est du même ordre que celle des grains qui doit être maintenue assez basse pour assurer un bon fonctionnement du calorimètre.

Ce long exposé sur les difficultés de la mesure et l'incertitude des résultats obtenus sur notre appareil nous semble justifier le nombre limité de valeurs expérimentales présentées au § 5.4.2.

5.5 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

5.5.1 - Grandeurs mesurées - Conditions expérimentales

Pour la situation de fonctionnement précédente, c'est à dire pour un débit de 0,92 g/s et une puissance de 5650 W, nous avons étudié expérimentalement :

- l'influence de la granulométrie pour un nombre limité de conditions expérimentales : les grains de nickel 92-157 μ et de carbone ont été éliminés à priori (cf. § 4.3.5.1) ; par ailleurs toutes les catégories de grains de nickel et d'alumine 25-35 μ sont totalement fondus après passage dans la flamme et tendent à colmater l'orifice. Nous avons donc été limités à trois granulométries d'alumine (36-49, 69-83, 110-154 μ) pour chacune nous avons répété étalonnage et mesure de cinq à dix fois, la distance entre l'extrémité de la buse et la surface de la glace ayant été maintenue constante et égale à 67 mm.

- la variation longitudinale d'enthalpie spécifique pour les grains d'alumine 69-83 μ ; plusieurs mesures ont été réalisées à des distances de la buse variant entre 43 et 163 mm.

Toutes ces mesures ont été opérées avec un calorimètre à fusion de glace.

.../...

5.5.2 - Mode de présentation des résultats

Nous avons cherché à présenter nos résultats comme au § 4.4.3 (a). Il s'agissait donc de définir un paramètre caractéristique de la nature et du diamètre des grains permettant de représenter les résultats correspondant à toutes sortes de grains par une courbe unique.

En fait, dans les équations (2) et (3) de bilan global de chaleur (cf. tableau 5.1) permettant le calcul de l'enthalpie spécifique H_g deux paramètres interviennent :

- Ψ_g contenu implicitement dans V_g (équation (1) du tableau 5.1)
- χ_g défini par $\chi_g = \rho_g d_g^2$

On peut donc s'attendre lorsqu'on porte les résultats calculés en coordonnées (H_g, Ψ_g) ou (H_g, χ_g) à trouver plusieurs courbes correspondant aux différents matériaux.

De fait, à l'abscisse expérimentale $x = 67$ mm et pour deux valeurs de H_1 (2000 et 3500 cal/g), les enthalpies spécifiques calculées pour divers diamètres de grains de Nickel, d'Alumine et de Carbone, se placent sur deux faisceaux de trois courbes nettement distinctes en coordonnées (H_g, Ψ_g) . (cf. fig. 5.2).

Par contre, les mêmes valeurs reportées sur un diagramme H_g fonction de χ_g donnent sensiblement une seule courbe pour chacune des valeurs de H_1 (cf. fig. 5.3). Le paramètre χ_g peut donc être considéré en première approximation comme le paramètre unique caractéristique des propriétés des grains dans cette étude de l'échauffement.

5.5.3 - Comparaison entre valeurs calculées et expérimentales

a) Estimation de H_1

A la distance expérimentale $x = 67$ mm, nous avons donc tracé (cf. fig. 5.3), les courbes calculées H_g en fonction de χ_g , pour $H_1 = 2000, 2200, 2800$ et 3500 cal/g ; nous avons par ailleurs positionné les rectangles de dispersion (+), correspondant aux trois granulométries d'alumine. La variation des grandeurs expérimentales (très dispersées) est conforme aux courbes théoriques ; nous pouvons déduire de cette comparaison une valeur probable de H_1 , soit :

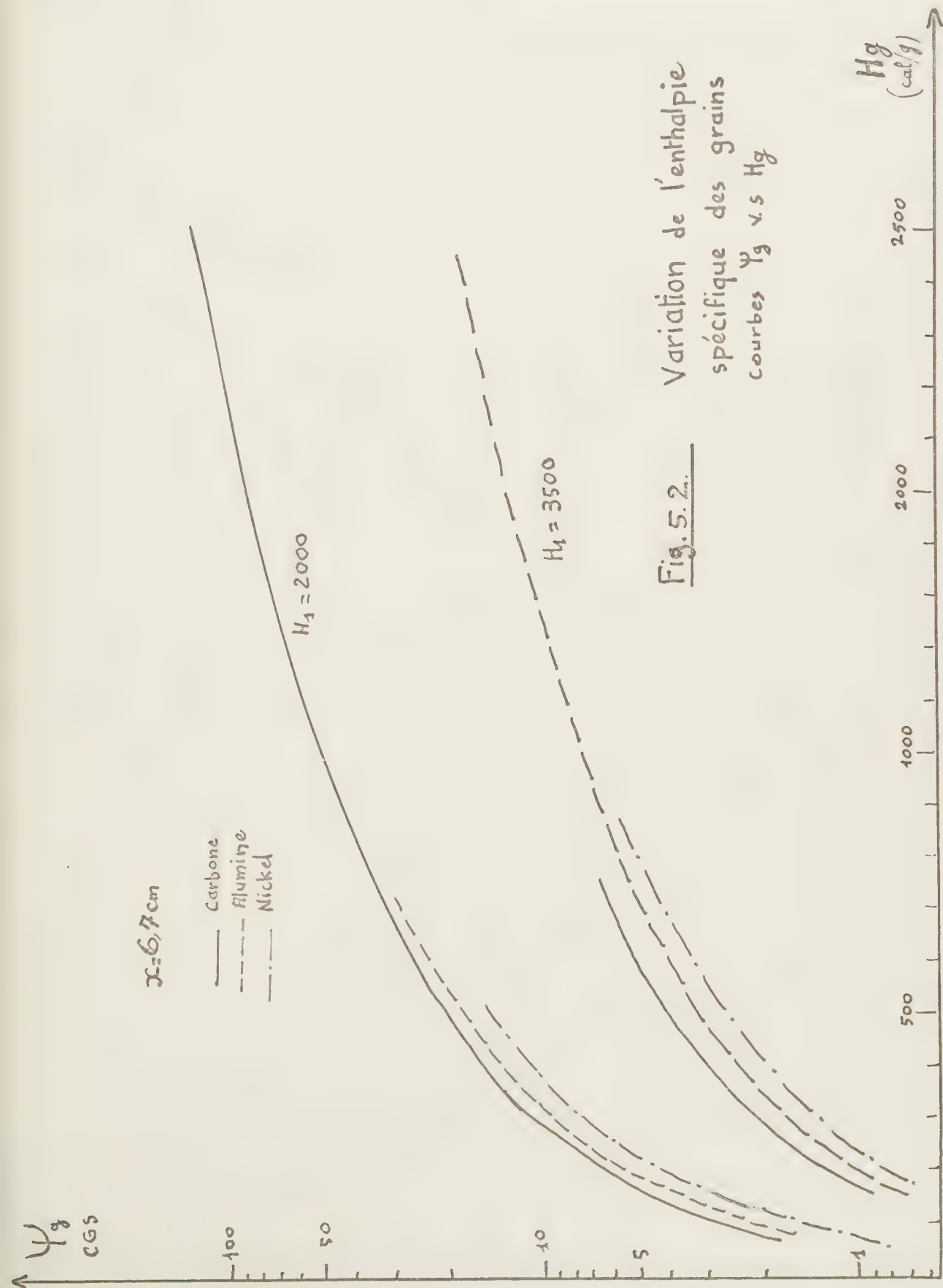
$$H_1 \neq 2200 \text{ cal/g} \quad ; \quad T_1 \neq 11300^\circ\text{K}$$

b) Variations longitudinales de l'enthalpie spécifique

Comparant la forme générale des profils calculés de vitesse et d'enthalpie spécifique de grains (cf. fig. 5.4) nous voyons immédiatement une importante différence : si les montées en température et en vitesse sont sensiblement affines, c'est l'hypothèse implicite du modèle de EN-GELKE, le refroidissement et le freinage se comparent beaucoup moins bien.

.../...

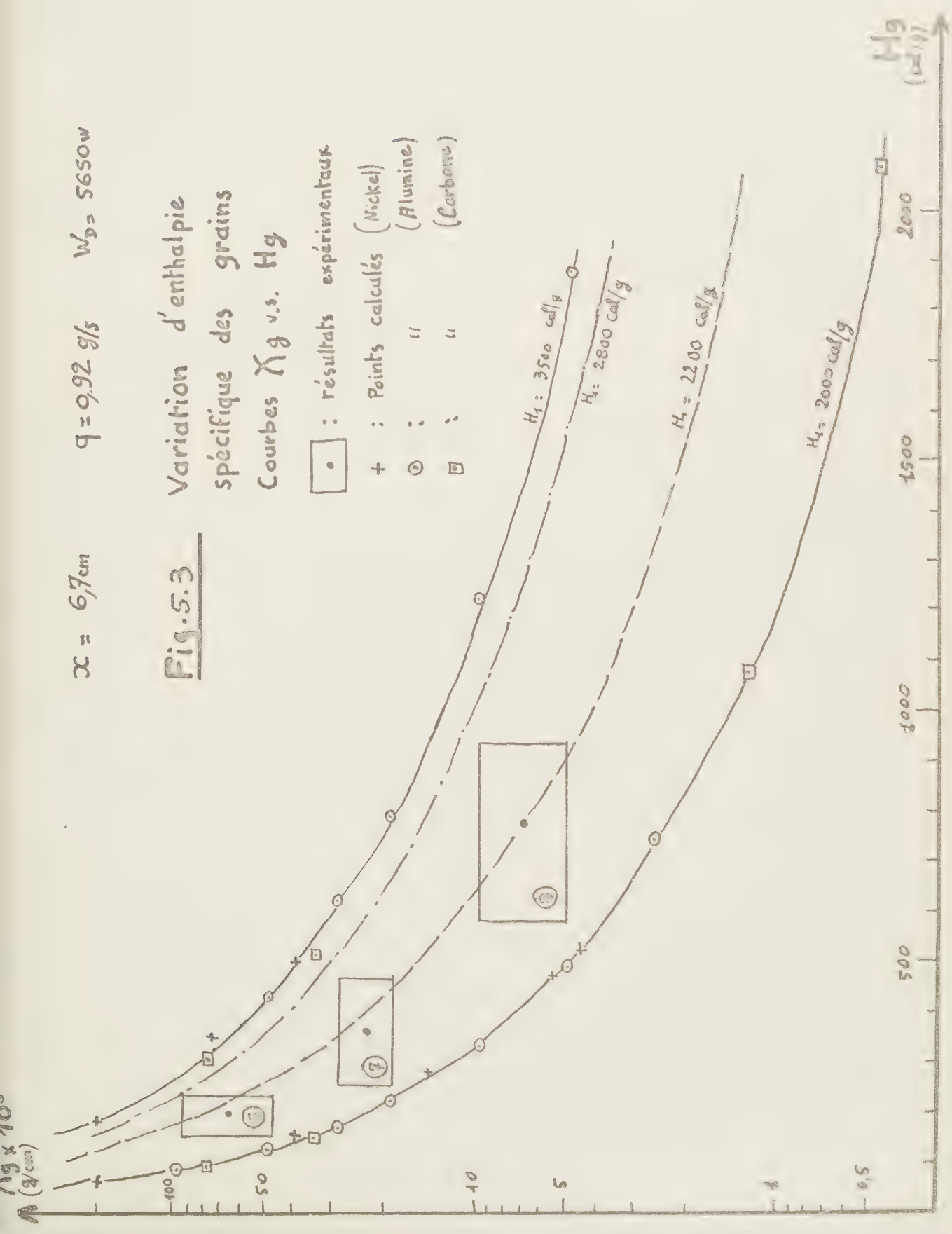
(+) délimités par les valeurs extrêmes calculées et observées de χ_g (cf. § 4.4 et tableau 4.1) et de H_g

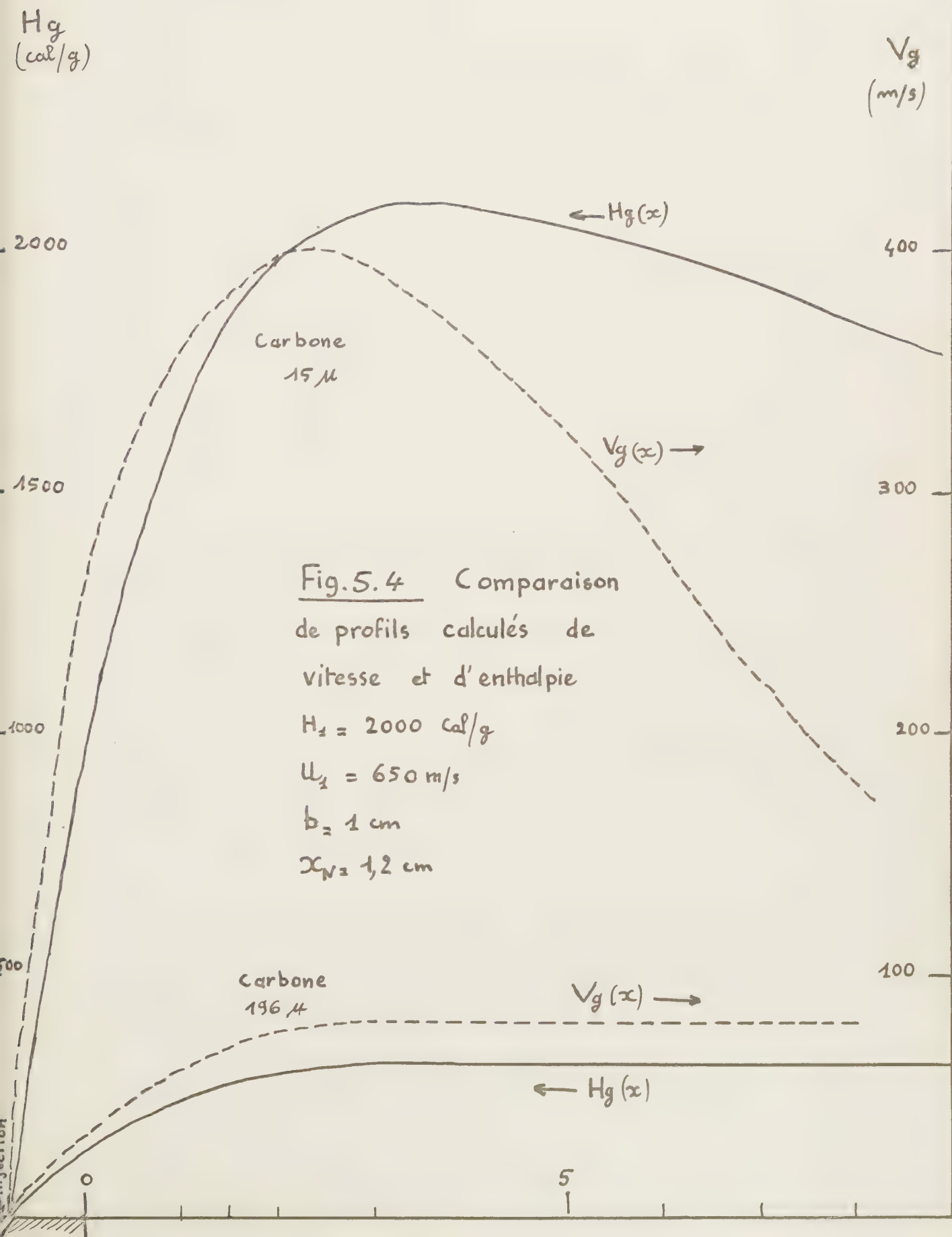


$x = 6,7\text{cm}$ $q = 9,92\text{ g/s}$ $W_D = 5650\text{w}$

Fig. 5.3
Variation d'enthalpie
spécifique des grains
Courbes χ_g v.s. H_g

• : résultats expérimentaux
+ : Points calculés (Nickel)
⊙ : " (Alumine)
□ : " (Carbone)





L'inertie thermique des grains serait plus importante que leur inertie dynamique. De fait, le profil longitudinal expérimental, très dispersé, ne permet pas de déceler de variations importantes le long de l'axe entre 4 et 16 cm de la buse. Il se compare en outre assez bien avec le profil calculé (cf. fig. 5.5).

5.6 - RETOUR SUR LES PROPRIETES DU JET

Les mesures directes du chapitre 3 nous avaient donné des informations surtout qualitatives sur les propriétés des jets.

A partir des mesures faites sur les grains, nous avons pu remonter aux propriétés du gaz sur l'axe en sortie de buse.

Nous avons ainsi déterminé :

u_1	=	650 m/s
H_1	=	2200 cal/g

Nous connaissons maintenant tous les paramètres définissant (++) le jet. A titre de vérification complémentaire, nous pouvons comparer les valeurs de la pression dynamique calculées avec les expressions du paragraphe 5.3.2 aux résultats expérimentaux (fig. 5.6).

Remarque : A cette occasion, nous avons pu observer que des valeurs de x_N inférieures à 1,5 cm (valeur choisie assez arbitrairement au § 4.4, améliorent la concordance entre valeurs expérimentales et calculées (cf. fig. 5.5).

Cette vérification étant satisfaisante, nous permet de présenter sur la fig. 5.7, les courbes de variation des différentes propriétés du jet calculées avec ces mêmes expressions. Pour préciser l'expansion radiale des propriétés, nous avons utilisé la courbe $r_5(x)$ expérimentale (cf. fig. 3.3.13) et l'expression empirique de DONALDSON.

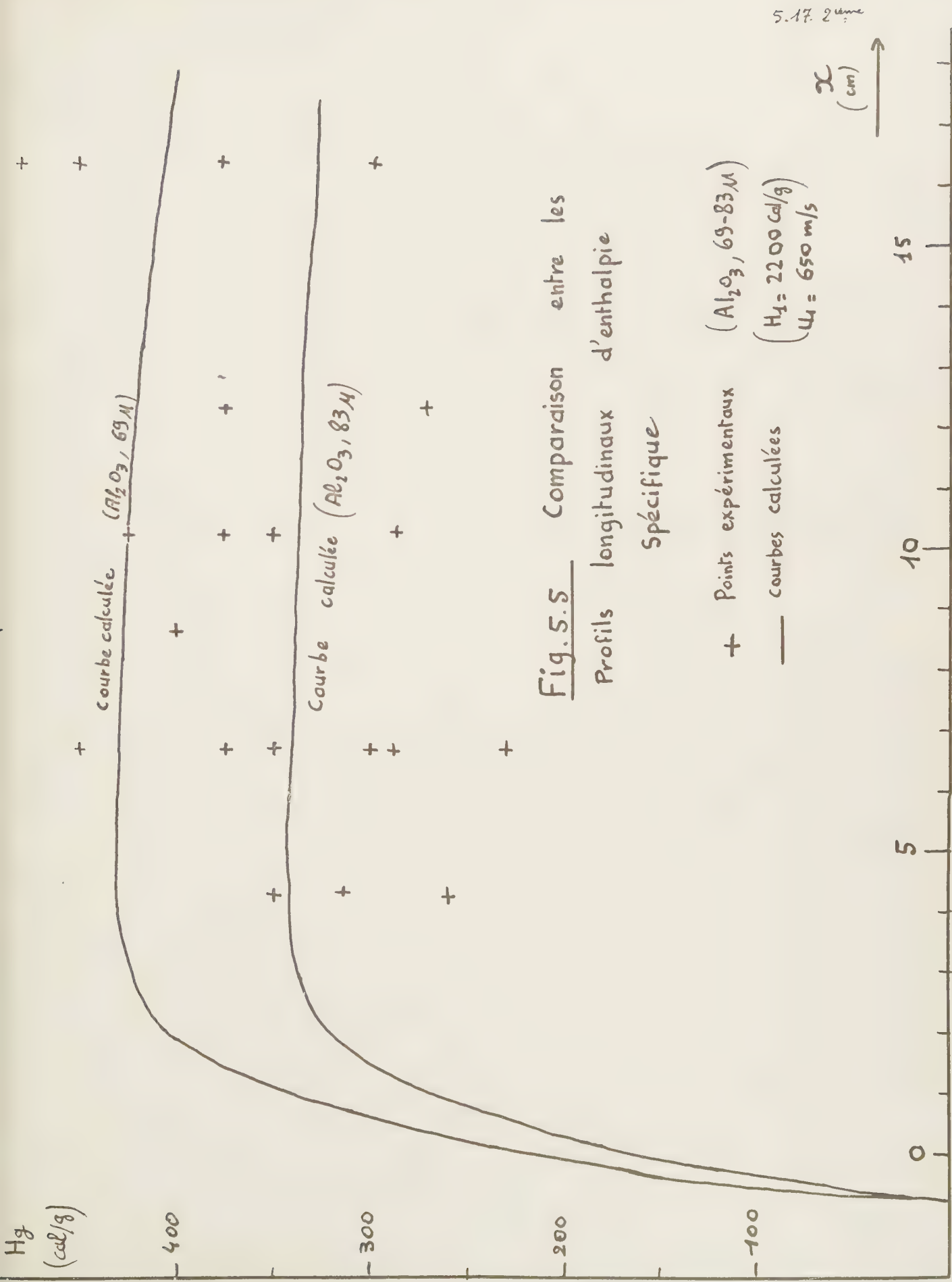
$$\frac{u}{u_A(x)} = \exp \left(- \left(\frac{r}{r_5(x)} \right)^2 \text{Log } 2 \right)$$

Le tableau 5.2 indique la correspondance entre les valeurs, les différentes propriétés, enthalpie, température, composition, pression dynamique et la valeur locale de la vitesse. Rappelons que les surfaces isothermes sont également les lieux géométriques des points où vitesse, enthalpie, composition sont constantes ; ce fait découle directement de l'hypothèse sur l'affinité des transferts.

Le diagramme 5.7 est certainement très approximatif ; il n'en reste pas moins vrai que le modèle mathématique correspondant permet de comparer favorablement les valeurs calculées et expérimentales :

.../...

(++) a l'exception toutefois de la courbe $r_N(x)$ définissant les limites du noyau



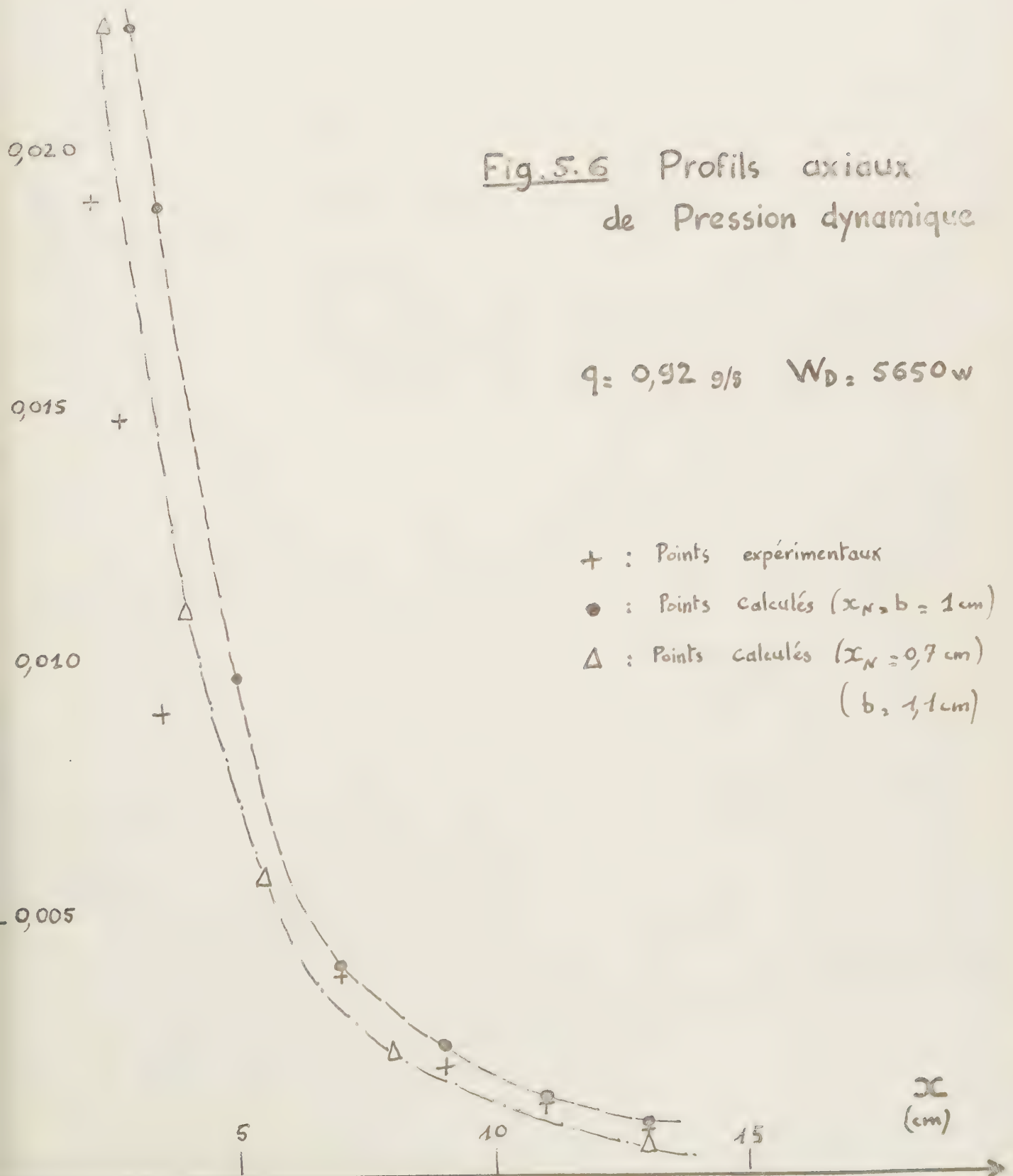
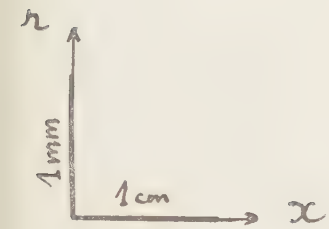
ΔP_A
(bar)


Fig. 5.7

Variations des

Propriétés du gaz



$$U(x, z) = \frac{u}{u_1} = y = \frac{H}{H_1}$$

$T(U)$ et $\Delta P(U)$: cf. Tableau 5.2.

$$q = 0,92 \text{ g/s} \quad W_D = 5650 \text{ W}$$

$$u_1 = 650 \text{ m/s} \quad H_1 = 2200 \text{ cal/g}$$

$$L = 16 \text{ mm} \quad D = 7 \text{ mm}$$

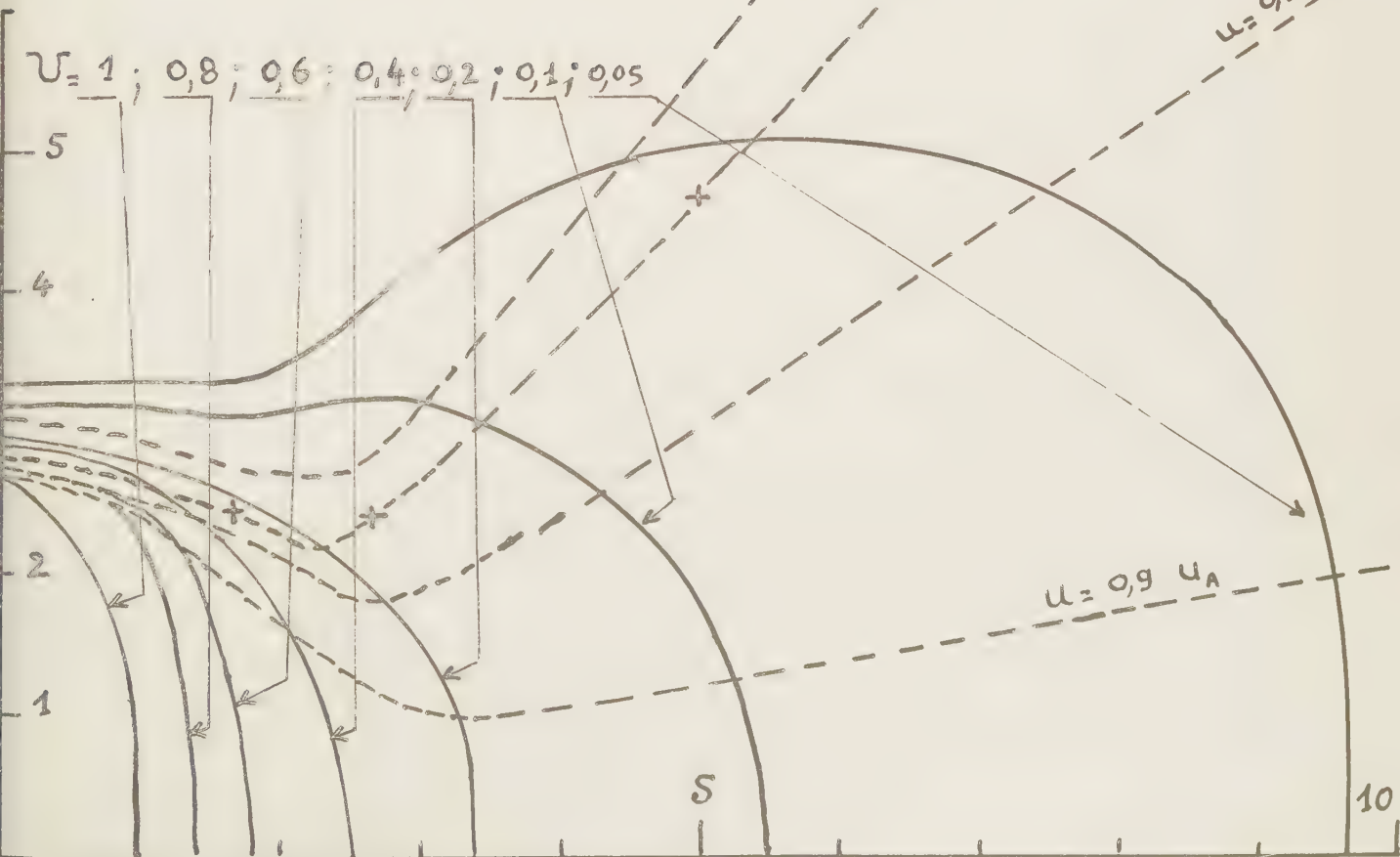


TABLEAU 5.2

CORRESPONDANCE ENTRE VITESSES, ENTHALPIES, TEMPERATURES(q = 0,92 g/s, $W_D = 5650$ W)

(D = 7 mm, L = 16 mm)

x (cm)	U=y	u (m/s)	H (cal/g)	T °K	$\frac{\rho u^2}{2}$ (bar)
1,00	1	650	2200	11350	0,0888
1,10	0,9	585	1980	10400	0,0860
1,30	0,8	520	1760	8240	0,0829
1,53	0,7	455	1540	7040	0,0729
1,77	0,6	390	1320	6080	0,0639
2,06	0,5	325	1100	5120	0,0528
2,43	0,4	260	880	4040	0,0417
3,05	0,3	195	660	3000	0,0304
4,10	0,2	130	440	2000	0,0193
6,38	0,1	65	220	1200	0,0086
9,70	0,05	32,5	110	720	0,0034

- de la pression dynamique le long de l'axe et dans une section transversale située à 27 mm de la buse

- des vitesses de grains appartenant à 9 classes de diamètres et de natures variées à des distances de la buse comprises entre 4 et 10 cm

- des enthalpies spécifiques moyennes de grains d'alumine appartenant à trois classes.

Rappelons d'autre part, qu'il a été établi grâce à des mesures simples, sinon très précises ; la détermination expérimentale des diverses propriétés locales dans des gammes aussi étendues que 30-650 m/s pour les vitesses, 110-2200 cal/g pour les enthalpies spécifiques, 700-11000° pour la température d'un mélange de gaz aurait nécessité pour chaque grandeur la mise en oeuvre de plusieurs techniques parfois tout aussi incertaines que les nôtres.

Il permet enfin d'illustrer et de souligner l'intérêt pratique de mesures locales et simples mêmes indirectes, telles que celles que nous avons effectuées ; bien entendu une étude approfondie des propriétés locales du jet devrait comporter en outre (et surtout) des mesures directes de vitesse et de température du gaz dans la flamme.

CHAPITRE VI

CONCLUSION

Dans toute cette étude nous avons surtout testé, par des mesures indirectes, la validité de modèles mathématiques permettant de prédire simplement l'entraînement et l'échauffement de grains solides dans la flamme d'un chalumeau à plasma d'arc.

6-1 - MESURES SUR LE CHALUMEAU

L'étude théorique et expérimentale du jet avait pour objectif essentiel d'établir des équations semi-empiriques, analytiquement simples, permettant de décrire les variations longitudinales et transversales des propriétés du gaz.

Nous avons pu accessoirement vérifier ou mettre en évidence quelques propriétés des jets libres turbulents de gaz partiellement ionisés, telle que :

- l'analogie des transferts de matière, de chaleur et de quantité de mouvement entre le jet et l'air dans la zone d'écoulement établi.

- la décroissance longitudinale du débit de quantité de mouvement dans la zone de mélange. Rappelons qu'au contraire, cette grandeur est constante dans les jets de liquides ou de gaz non ionisés.

Ne disposant ni d'une théorie même approximative du fonctionnement du chalumeau, ni de techniques de mesure de vitesses et de températures du gaz dans le dard, nous nous sommes contentés d'évaluer les propriétés initiales du gaz à partir des mesures effectuées sur les grains ; ces mesures, d'une précision souvent médiocre, et les mesures locales de pression dynamique dans le jet se comparant assez bien aux valeurs calculées, le modèle mathématique et les conditions aux limites calculées y trouvent donc une justification indirecte (+). Il n'en reste pas moins que la détermination directe des valeurs axiales en sortie de buse menée conjointement à une étude analogue à la nôtre pourrait former la base d'une théorie plus élaborée.

6-2 - MESURES SUR LES GRAINS

Nous nous étions intéressés aux propriétés du jet de gaz dans le cadre d'une étude des traitements subis par les grains ; mais corol-

.../...

(+) il serait plus exact de dire : "ne sont pas invalidés par les résultats expérimentaux"

lairement, les propriétés des grains déterminées expérimentalement nous ont fourni des informations quantitatives sur la structure du jet.

Dans cette optique qui revient à considérer les grains comme des micro-sondes permettant une étude locale et instantanée des propriétés du gaz deux voies d'étude pourraient être développées valablement :

- d'une part une adaptation de la méthode de mesure des vitesses de grain en caméra à fente devrait permettre de déterminer des profils de vitesse au sein même du dard ; une telle adaptation devrait être possible en effectuant les prises de vue avec un fort grandissement (0,5 à 1) et en apportant un soin tout particulier au choix de l'émulsion. La même remarque est valable pour la mesure des vitesses initiales du gaz.

- d'autre part une étude quantitative des fluctuations périodiques des vitesses de grain, lorsque la puissance absorbée dans le chalumeau (donc la vitesse du gaz) est modulée, fournirait des informations complémentaires sur les forces subies par les grains.

Les mesures individuelles et locales de vitesses de grains peuvent être effectuées de façon précise ; nous avons montré aux chapitres 3 et 4 que la dispersion des valeurs expérimentales est essentiellement due à la dispersion granulométrique, aux fluctuations à basse et haute fréquence de la puissance ; la dernière cause étant inhérente à la structure même du jet turbulent, une étude plus significative des profils longitudinaux de vitesse de grains pourrait être faite :

- en stabilisant l'intensité électrique fournie à la torche
- en opérant sur des lots de grains sphériques pour des classes granulométriques serrées (surtout pour les petits diamètres).

Par contre, il semble difficile d'améliorer notre technique de mesure de l'échauffement des grains. Cette mesure étant fondamentale, des techniques nouvelles devraient être recherchées.

-:-:-:-

ANNEXE 1 : CALCUL SIMPLIFIÉ DES FONCTIONS THERMODYNAMIQUES - COMPARAISON AVEC LE CALCUL EXACT

Le calcul complet présenté par de nombreux auteurs (14,30,31, 32,33,34,35), qui suppose une distribution des énergies internes avec occupation progressive de niveaux excités, montre, dans le cas d'un plasma d'Argon en-dessous de 20 000°, que le système d'atomes d'ions et d'électrons se comporte pratiquement comme un mélange de gaz parfaits ; les interactions d'origine électrique introduisent en effet un terme correctif de pression - pression de DE BYE HUCKEL-dans l'équation d'état ; à 20 000° SY (15) donne $P_{DH} = 0,0214$ atmosphères.

Ce calcul complet étant lourd, nous avons adopté les hypothèses de BENSON (36), FAY et KEMP (37) : le mélange A, A⁺, e⁻, se comporte comme un ensemble de sphères rigides, dans ces conditions la chaleur spécifique par particule est donnée par :

$$C_p = \frac{5}{2} k T$$

Jusqu'à 20 000° la deuxième ionisation est pratiquement négligeable. Nous définirons le taux d'ionisation par :

$$\alpha = \frac{n_{A^+}}{n_A + n_{A^+}} \quad (1)$$

où n_A et n_{A^+} sont les concentrations en atomes et en ions.

Pour un grand nombre N de noyaux argon présents dans le mélange on peut définir une enthalpie spécifique moyenne en masse :

$$N m_A \bar{H} = (\alpha N C_{p_{A^+}} + \alpha N C_{p_{e^-}} + (1-\alpha) N C_{p_A}) T + N \alpha \epsilon_i m_A$$

où ϵ_i est l'énergie d'ionisation en cal/g.

$$\bar{H} = (1+\alpha) C_{p_A}^+ T + \alpha \epsilon_i \quad (2)$$

où $C_{p_A}^+$ est la chaleur spécifique massique de l'argon. La masse spécifique moyenne est donnée par :

$$\bar{\rho} = n_A m_A + n_{A^+} m_{A^+} + n_{e^-} m_{e^-} \neq (n_A + n_{A^+}) m_A \quad (3)$$

La pression de DEBYE HUCKEL étant négligeable, l'équation d'état du mélange s'écrit :

$$P = (n_A + n_{A^+} + n_{e^-}) kT = (n_A + n_{A^+}) (1+\alpha) kT \quad (4)$$

Par suite :

$$\frac{\bar{P}}{\bar{\rho}} = \frac{P}{kT} \frac{m_A}{1+\alpha} \quad (5)$$

Dans les calculs que nous rencontrons, les 4 grandeurs thermodynamiques utilisées sont la température T , la masse spécifique ρ , l'enthalpie spécifique H et le taux d'ionisation α . En théorie le système des équations (2) et (5) est complété par l'adjonction de l'équation de SAHA qui traduit l'équilibre thermodynamique :

$$\frac{n_{A^+} \cdot n_e}{n_A} = f(T) \quad (6)$$

Dans les calculs nous avons selon les cas, à déterminer les trois autres fonctions, la quatrième étant donnée ; le système (2), (5), (6) n'est aisément soluble qu'à température donnée.

Il nous a paru plus commode d'adopter la formulation (+) semi-empirique proposée par ABRAMOVITCH (19) :

		β	K
$\rho = K H^{-\rho}$ $H_C = 1150 \text{ cal/g}$	$H < H_C$	1	0,06046
	$H > H_C$	$\frac{1}{2,274}$	$1,1658 \cdot 10^{-3}$

(7)

Dans les calculs que nous avons faits le système des 3 équations (2), (5), (7) s'est avéré d'une bonne précision tout en étant extrêmement simple.

Les résultats de ce calcul approximatif sont comparés aux valeurs exactes de DRELLISHAK et col. dans le tableau A.1.

-:-:-:-

(+) les paramètres H_C , β et K ont été déterminés à partir des valeurs de H et ρ , calculées par DRELLISHAK et col. (34).

TABLEAU A.1

COMPARAISON DES VALEURS EXACTES ET APPROCHEES
DES FONCTIONS THERMODYNAMIQUES DE L'ARGON

(1) Tables de DRELLISHAK

(2) Calcul simplifié

H	T	T	$\rho \times 10^5$	$\rho \times 10^5$	α	α
cal/g	(1) °K	(2) °K	(1) g/cm ³	(2) g/cm ³	(1)	(2)
80	-	645	-	75,57	-	0
240	-	1935	-	25,19	-	0
400	-	3225	-	15,11	-	0
640	5155	5160	9,433	9,446	$2 \cdot 10^{-6}$	0
800	6435	6450	7,563	7,557	$8 \cdot 10^{-6}$	0
880	7070	7095	6,880	6,870	0,00003	0
960	7660	7740	6,348	6,247	0,0008	0
1040	8200	8385	5,922	5,813	0,0022	0
1120	8666	9030	5,593	5,398	0,0042	0
1150	-	-	-	-	-	-
1520	10150	10060	4,682	4,727	0,0241	0,025
1760	10672	10560	4,305	4,432	0,0420	0,0412
2000	11060	10990	4,160	4,190	0,0569	0,0579
2320	11500	11480	3,913	3,925	0,0813	0,0811
2720	11904	11980	3,680	3,660	0,1118	0,1110
3280	12381	12520	3,401	3,371	0,1560	0,1545
4000	12852	13010	3,125	3,089	0,2140	0,2123
4720	13270	13340	2,885	2,872	0,2720	0,2718
5680	13742	13600	2,625	2,647	0,3480	0,3631
8000	14785	13760	2,137	2,277	0,5320	0,5557

ANNEXE II

CALCUL DU JET LIBRE

Le bilan de chaleur (§ 3.3.2.3)

L'équation générale de bilan dans le volume élémentaire $2\pi r dr dz$:

$$\left(\begin{array}{c} \text{Débit net barocentrique} \\ \text{longitudinal + transversal} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Débit net diffusionnel} \\ \text{radial} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Vitesse de} \\ \text{création} \end{array} \right)$$

s'écrit dans le cas du transfert de chaleur :

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \eta \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2}{2J} \right) + \rho D \frac{\partial}{\partial r} [y(H_1 - H_2)] \right) \right) = 0$$

le débit diffusionnel se composant de 3 termes de conduction, de diffusion d'énergie cinétique et de diffusion ambipolaire d'espèces d'enthalpies spécifiques différentes.

Cette équation est mal commode puisqu'elle fait intervenir des grandeurs intervenant dans les autres équations. En l'absence de réactions chimiques :

$$\eta = \lambda + \frac{u^2}{2J}$$

$$H = \bar{C}_p T = ((C_{p1} - C_{p2}) y + C_{p2}) T$$

$$\text{d'où} \quad \frac{\partial H}{\partial r} = \bar{C}_p \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2}{2J} \right) + (H_1 - H_2) \frac{\partial y}{\partial r}$$

on peut donc évaluer le terme de conduction :

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\lambda}{\bar{C}_p} \left(\frac{\partial H}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2}{2J} \right) - (H_1 - H_2) \frac{\partial y}{\partial r} \right)$$

$$\frac{\lambda}{C_p} = \frac{\eta}{Pr} \quad \rho D = \frac{\eta}{Sc} \quad \text{et} \quad \frac{Sc}{Pr} = Le$$

d'où l'expression du flux calorifique présentée au § 3.3.2.3 :

$$\frac{\eta}{Pr} \left(\frac{\partial H}{\partial r} + (Pr - 1) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2}{2J} \right) + \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) (H_1 - H_2) \frac{\partial y}{\partial r} \right)$$

ANNEXE III

CALCUL DU JET LIBRE

Passage aux équations moyennes (§ 3.3.2.5 c)

La transformation du système instantané :

- Bilan de quantité de mouvement (1) $\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = 0$

- Bilan de matière (2) $\frac{\partial}{\partial x} (\rho u r) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r) = 0$

a conduit DONALDSON aux relations moyennes simples :

(3) $\bar{\rho} \bar{u} r \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + (\bar{\rho} \bar{v} r + \overline{\rho' v'}) r \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = - \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\rho} \bar{u} \overline{v' r}) = \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\tau} r)$

(4) $\frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{u} r) + \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\rho} \bar{v} r + \overline{\rho' v'}) r = 0$

grâce à quelques simplifications que nous allons préciser, l'auteur indiquant seulement le résultat du calcul.

1° - Posant $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ $u = \bar{u} + u'$ $v = \bar{v} + v'$
et prenant la moyenne de chacun des termes de l'équation (2), on obtient l'équation (4) à condition de négliger :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{\rho' u'}) r \quad \text{devant} \quad \frac{\partial}{\partial r} (\overline{\rho' v'}) r$$

Cette hypothèse est en accord avec des mesures de la turbulence effectuées par GARDON (38) : la variation radiale est plus rapide que la variation longitudinale.

2° - En tenant compte de (2) la relation (1) s'écrit plus commodément :

(5) $\frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2 r) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho u v r) = 0$

en négligeant les infiniments petits du 3° ordre tels que $\overline{\rho' u' v'}$ et $\overline{\rho' u'^2}$, on obtient de même :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{\rho u^2 r}) = \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{u}^2 r) + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{u}^2 r) + 2 \frac{\partial}{\partial x} (r \bar{u} \overline{\rho' u'})$$

(a) (b) (c)

$$\frac{\partial}{\partial r} (\overline{\rho u v r}) = \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\rho} \bar{u} \bar{v} r) + \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\rho} \bar{u} \overline{v' r}) + \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{v} \overline{\rho' u'} + r \bar{u} \overline{\rho' v'})$$

(d) (e) (f) (g)

DONALDSON obtient l'équation (3) en ne tenant compte que des termes (a), (d), (e) et (g) et de l'équation (4). Comme dans le calcul précédent (1°), il a négligé les variations longitudinales de (c) devant les variations radiales de (g), les quantités (c) et (g) étant du même ordre de grandeur.

.../...

Avec le même degré d'approximation, il néglige (f) devant (g) en supposant la vitesse radiale $\bar{v}$ petite par rapport à la composante longitudinale $\bar{u}$, et (b) devant (a), le rapport $u'/\bar{u}$ étant inférieur à 0,3⁽⁺⁾ en tous points d'un jet libre subsonique (38) et la variation longitudinale de u' plus lente que celle de $\bar{u}$.

Bien que chacune de ces simplifications trouve une justification qualitative, nous rappellerons que le but essentiel de DONALDSON était d'alléger le calcul sous réserve d'une confirmation expérimentale à posteriori.

$$(^+) \quad \text{donc} \quad \left(\frac{u'}{\bar{u}}\right)^2 \leq 0,1$$

ANNEXE IV

CALCUL DU JET LIBRE

Expression de la masse spécifique (§ 3.3.2.5 d)

1° - A partir des équations de CROCCO et des équations des gaz parfaits, on peut calculer la masse spécifique d'un mélange de deux gaz au sein même d'un jet, le gaz éjecté étant partiellement ionisé. En fonction de la vitesse locale réduite U , du taux d'ionisation α et des conditions aux limites, on obtient la relation simple :

$$\frac{\rho}{\rho_2} = \frac{PU+1}{(1+AU-BU^2)(1+MU)} \quad (1)$$

où $P = C_{p1}^+ (1+\alpha)/C_{p2}^+ - 1$

$$M = m_2 (1+\alpha)/m_1 - 1$$

$$A = H_{t1}/H_2 - 1 - \alpha \epsilon_i/H_2$$

$$B = u_1^2/2JH_2$$

2° - Dans le cas du mélangeage sans réaction chimique, $\alpha=0$, on retrouve l'expression proposée à tort comme une approximation supplémentaire par DONALDSON.

3° - Dans la zone où le gaz extérieur présent en quantité notable se dissocie, alors que le gaz éjecté se refroidit et n'est plus ionisé, on obtient encore une fraction rationnelle formellement aussi simple ; si g est le coefficient de dissociation, il vient :

$$\frac{\rho}{\rho_2} = C \frac{PU+1}{(1+AU-BU^2)(1+MU)} \quad (2)$$

avec

$$P = \frac{C_{p1}^+}{C_{p2}^+} \frac{1}{D} - 1$$

$$M = \frac{m_2}{m_1} \frac{1}{E} - 1$$

$$B = \frac{u_1^2}{2JH_2 F}$$

$$A = \left(\frac{H_{t1}}{H_2} - 1 + \frac{\beta \epsilon_D}{H_2} \right) \frac{1}{F}$$

$$C = \frac{D}{EF}$$

$$D = 1 - \beta + \frac{C_{p1}^+}{C_{p2}^+} \frac{2m_1}{m_2} \beta$$

$$F = 1 - \frac{\beta \epsilon_D}{H_2}$$

$$E = 1 + \beta$$

Nous n'avons pas cherché à tenir compte de la dissociation dans nos calculs, par contre nous avons utilisé la relation (1) pour évaluer correctement les propriétés de l'argon en sortie de buse, en particulier sa température et sa conductivité thermique, particulièrement importante dans le calcul de l'échauffement des grains (châp. 5).

ANNEXE V

CALCUL DU JET LIBRE

Méthode de DONALDSON : Errata et imprécisions (§ 3.3.2.5 h)

Réf. AIAA J. 4, 11 (1966) p. 2017-2025

DONALDSON et ses collaborateurs résument dans deux appendices à la fin de leur article les fonctions et paramètres utilisés dans le calcul.

1° - Dans l'appendice A, se rapportant au calcul du noyau, nous avons relevé une inexactitude ; la relation différentielle :

$$-f(R_N) dR_N = K_c dX$$

admet en fait deux solutions analytiquement différentes suivant que le paramètre ϕ (défini par l'auteur dans l'appendice B) est inférieur à 1, c'était précisément le cas sur notre appareil, ou supérieur à 1, seul cas envisagé par l'auteur.

Pour $\phi < 1$, nous avons obtenu la relation :

$$X = \frac{D}{K_c(1-\phi)} \left[2 - R_N + \frac{1}{\Psi} (\text{Arc } t_g \Psi - \text{Arc } t_g R_N \Psi) - \phi^{\frac{1}{2}} (1 + \Psi^2 R_N^2)^{\frac{1}{2}} \right]$$

avec $\Psi = \left[\frac{1-\phi}{\phi} \right]^{\frac{1}{2}}$

2° - Signalons par ailleurs, une erreur sur le signe de la fonction D explicitée dans l'appendice B (p. 2025).

3° - Dans l'expression E_c (p. 2025), lire : (+)

$$E_c = [(I_c - I_o) \left[(U_c/2)(G_c - \frac{1}{2} G_5) - (F_c + \frac{1}{2} F_5) \right] - \text{etc...}]$$

4° - Lire également p. 2025 :

$$F = e/V + (fU + g)/W$$

↑

et de même p. 2026

$$G = j/V + (kU + l)/W$$

$$\Phi = (-A + 2BU + q) / (A + 2BU + q)$$

↑ ↑ ↑

(+) les flèches indiquent la position de l'erreur relevée

ANNEXE VI

VITESSES DE GRAINS

Expression approchée de la force de frottement en régime de STOKES dans un fluide non isotherme (§ 4)

Par analogie avec le bilan différentiel de chaleur dans la couche limite entourant un grain :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} 4\pi r^2 = \phi_H \quad (1)$$

nous pouvons écrire en première approximation (+) :

$$-\eta \frac{\partial W}{\partial r} 4\pi r^2 = |\vec{F}_f| \quad (2)$$

où $W(r)$ est la vitesse relative du gaz par rapport au grain :

$$W(r) = u(r) - V_g \quad (3)$$

Dans un fluide isotherme, on obtient ainsi :

$$|\vec{F}_f| = 2\pi \eta_\infty d_g (u_\infty - V_g) \quad (4)$$

On constate que cette expression approximative obtenue par un calcul très grossier n'est guère différente de la relation rigoureuse de STOKES-OSEEN :

$$|\vec{F}_f| = 3\pi \eta_\infty d_g (u_\infty - V_g) \quad (5)$$

Cette analogie nous autorise à poursuivre ce calcul approximatif dans le cas d'une couche limite à température variable où nous supposons affines les profils de vitesse relative et de température ; posons :

$$\omega = \frac{W}{W_\infty} = \frac{T}{T_\infty} \quad \frac{\eta}{\eta_\infty} = \left(\frac{T}{T_\infty}\right)^b \quad (6)$$

L'équation (2) devient :

$$\eta_\infty W_\infty \omega^b d\omega = - \frac{|\vec{F}_f| dr}{4\pi r^2} \quad (7)$$

d'où la relation intégrale :

$$|\vec{F}_f| = \frac{2}{1+b} \pi \eta_\infty d_g (u_\infty - V_g)$$

Nous sommes donc conduits à appliquer à la relation de STOKES un facteur correctif $1/(1+b)$, soit :

$$|\vec{F}_f| = \frac{1}{1+b} 3\pi \eta_\infty d_g (u_\infty - V_g)$$

(+) l'extensité transférée étant vectorielle et le grain étant en mouvement, le système n'a plus qu'une symétrie axiale (et non plus sphérique)

ANNEXE VII

CALCUL DE L'ECHAUFFEMENT DES GRAINS - DONNEES NUMERIQUES

1° - Propriétés des matériaux

Les variations des chaleurs massiques des solides avec la température dépendent en général de 3 paramètres a, b, c, soit :

$$C_p^+ = \frac{1}{M} \left(a + bT - \frac{c}{T^2} \right)$$

cal/g

où M est la masse molaire ou atomique.

Pour des températures supérieures ou égales à T_f , température de fusion, nous avons admis que C_p^+ reste sensiblement constant. Cette hypothèse est classique, les données étant pratiquement inexistantes.

Les valeurs de M, a, b, c, ainsi que celles de T_f , Λ_f , chaleur latente de fusion, ρ_g et ϵ_t coefficient d'émission totale de la surface ont été tirées du Handbook de PERRY. Elles sont rassemblées dans le tableau suivant :

MATERIAU	ρ_g g/cm ³	M g	a	b x 10 ⁴	c x 10 ⁻⁴	T_f °K	Λ_f cal/g	ϵ_t
Nickel	8,90	58,7	6,99	9,05	0	1725	4200	0,1
Alumine	3,99	101,9	22,08	89,71	52,25	2300	26000	0,2
Carbone (graphite)	2,00	12,0	2,67	26,17	11,69	3800	11000	0,5

2° - Conductivités thermiques et viscosités des gaz à haute température

Les valeurs des grandeurs de transfert étant connus avec une très mauvaise précision, il convient de préciser dans un calcul tel que le nôtre celles qui ont été utilisées ainsi que leurs régimes.

Dans le calcul de Ψ_g , il faut connaître la viscosité. A 8000°K nous avons adopté la valeur :

$$\eta = 2,62 \cdot 10^{-3} \text{ poise} \quad (40)$$

Dans le calcul de l'échauffement des grains, il faut pouvoir

.../...

associer à chaque valeur de la température une valeur de la conductivité thermique de l'argon et de l'air. Ne disposant pas de données pour l'air, nous avons utilisé celles de l'azote. A partir des courbes expérimentales ou théoriques données par divers auteurs (40,43,80), nous avons tracé des courbes "moyennes" et en avons cherché une représentation empirique simple.

Pour l'argon, la courbe constamment croissante admet une équation de forme :

$$\lambda_1 = a \theta^n \text{ cal/cm } ^\circ\text{K}$$

$$\text{avec } \theta = T \cdot 10^{-4}$$

θ	$a \times 10^5$	n
$< 0,66$	5	0,5
$0,66 < \theta < 1,2$	180	3,8
$\theta > 1,2$	721	1

La conductivité thermique de l'azote passe par un maximum vers 7000°K et un minimum vers 9000°K . Nous avons dû représenter la portion médiane par un polynôme du 3^e degré.

$$0 < \theta < 0,6 \quad \lambda = 1,82 \cdot 10^{-7} (0,63 - \theta)^{-1}$$

$$0,6 < \theta < 1 \quad \lambda = 10^{-5} (1,680 \theta^3 - 4,032 \theta^2 + 3,175 \theta - 0,197)$$

$$\theta > 1 \quad \lambda = 10^{-5} (1,660 \theta - 1,030)$$

BIBLIOGRAPHIE

- 1 DAUVERGNE - (Thèse) 1966 Nancy
- 2 FABRE - (Thèse) 1963 Paris
- 3 HARVEY, SIMPKINS, ADCOCK - AIAA J. 1, 3, 714-6 (1963)
- 4 PFENDER, CREMERS - AIAA J. 3, 7, 1345-6 (1965)
- 5 SIMPKINS - AIAA J. 4, 1, 190-1 (1966)
- 6 WUTZKE, PFENDER, ECKERT - AIAA J. 5, 4, 707-14 (1967)
- 7 ADCOCK - AIAA J. 4, 12, 2249-51 (1966)
- 8 JOHN, BADE - ARS J., Janvier, 4-17, (1961)
- 9 EMMONS, LAND - Phys. Fluids 5, 12, 1489 (1962)
- 10 ANDERSON, ECKERT - AIAA J. 5, 4, 699-706 (1967)
- 11 GREY, JACOBS - AIAA J. 2, 3, 433 (1964)
- 12 GREY, SHERMAN, WILLIAMS, FRADKIN - AIAA J. 4, 6, 986 (1966)
- 13 MAECKER - Handbuch der Physik 2, 312-313, 306-307, Springer Verlag-Berlin
- 14 OLSEN - Phys. Fluids 2, 6, 614 (1959)
- 15 SY - (Thèse) Rev. hautes tempér. et réfract. 1, 2, 65-93 (1964)
- 16 GREY, JACOBS - AIAA J. 5, 1, 84-90 (1967)
- 17 CABANNES, CHAPELLE, DECROISSETTE, SY - Rev. hautes tempér. et réfract. 2,
297-301, (1966)
- 18 DEREVYANKHO, TROKHAN - UDC 533, 9.07, 519.27, traduit de Izmeritel'naya
Tekhnika 10, 24, 28 (1966)
- 19 ABRAMOVITCH, BAKULEV, GOLUBEV, SMOLIN - J. Heat Mass Transfer 9, 1047-1060
(1966)
- 20 MOORE - WADC, TR, 59-658 (1959)
- 21 VALENTIN, LARCHMER, VUAGNAT, PINEGRE - Rev. hautes tempér. et réfract. 2,
293-6 (1965)
- 22 KIMURA, KANZAWA - AIAA J. 1, 2, 310 (1963)
- 23 FUHS - AIAA J. 2, 4, 667-73 (1964)
- 24 STOKES, KNIPE, STRENG - J. Electro chem. Soc. 107, 1, 35 (1960)
- 25 FFWOCK WILLIAMS, GORDON - AIAA J. 3, 4, 791-3 (1965)
- 26 BROSSARD, DENIS, FAUCHAIS - Rev. hautes tempér. et réfract. 1, 2, 97-106
(1964)
- 27 FAUCHAIS - (Thèse) Rev. hautes tempér. et réfract. 5, 2, 71-89 (1968)

.../...

28 BIRD - Transport phenomena, J. Wiley (1958)
 29 ASINOVSKII, KIRILLIN - Int. Chem. Eng. 7, 2, 281-8 (1967)
 30 SY, CABANNES - Rev. hautes tempér. et réfract. 1, 4, 295, 307 (1964)
 31 FAUCHAIS, BROSSARD, MANSION - 3° Coll. Nat. Chimie Htes Tempér., Paris (1962)
 32 FAUCHAIS, MANSION - Congrès International Plasmas, Moscou (1965)
 33 DRELLISHAK, AESCHLIMAN, CAMBEL - Phys. Fluids 8, 9, 1590 (1965)
 34 DRELLISHAK, KNOPP, CAMBEL - AEDC-TDR 63-146 (1963) Tables (Argon)
 35 DRELLISHAK, AESCHLIMAN, CAMBEL - AEDC-TDR 64-12 (1964) Tables (Oxygène-Azote)
 36 BENSON - Advanced Engineering Thermodynamics, Pergamon Press (1967)
 37 FAY, KEMP - AIAA J. 1, 12, 2741 (1963)
 38 GARDON - Int. J. Heat Mass Transfer 8, 1261-72 (1965)
 39 DONALDSON, GREY - AIAA J. 4, 11, 2017-25 (1966)
 40 KIMURA, KANZAWA - AIAA J. 3, 3, 476 (1965)
 41 MASSIMILIA, DIANA - La chimica e l'Industria 46, 8, 929 (1964)
 42 CHEYLAN - Communications personnelles (1968)
 43 KNOPP, CAMBEL - Phys. Fluids 9, 5, 989 (1966)
 44 EBERHART, SEBAN - Int. J. Heat Mass Transfer 9, , 939-49 (1966)
 45 SFORZA, STEIGER, TRENTACOSTE - AIAA J. 4, 5, 800 (1966)
 46 CRAYA - Génie chimique, Fév. 33-44 et Mars 77-87 (1963)
 47 GORTLER - Z. Angew. Math. Mech. 22, 5, 244 (1942)
 48 PAI - Quart. Appl. Math. 10, 2, 141-8 (1952)
 49 KLEINSTEIN - Quart. Appl. Math. 20, 1, 49 (1961)
 50 TOOSE - Quart. J. Mech. and Appl. Math. 5, 2, 155 (1952)
 51 O'CONNOR, COMFORT, CASS - AIAA J. 4, 11, 2026-33 (1966)
 52 BURTON - AIAA J. 3, 4, 784-5 (1965)
 53 WARREN - Princeton Univ., Dept. of Aeronautical Eng., Rept 381 (1957)
 54 VALENTIN, PINEGRE, LARCHER - CR Acad. Sc. Paris, 264, Janvier 31-4 (1967)
 55 VALENTIN, BOULANGER, VUAGNAT, LIMARE - CR Acad. Sc. Paris, 266, Janvier
 296-9 (1968)
 56 SY, CABANNES - 3° Coll. Nat. Chim. Htes Tempér., Paris (1962)
 57 MATTING - Electroplating & Metal Finishing 8, 101-3 (1955), 9, 85-8,
 125-8, 147-8 (1956)
 58 MOORE, EUBANKS, THORNTON, HAYES, CRIGLER - NBS Project. 8 (88-7022) Task
 70664 (ARL 59)
 59 LEVINSTEIN - Conf. Int. de Métallisation, Madrid (1962)
 60 ENGELKE - A.D. Little Inc. 15 Acorn Park, Cambridge 40, Massachusetts (1962)

.../...

- 61 LEMOINE, STACHOWIAK, CHEYLAN, DAUVERGNE, LE GOFF - Revue de thermique
(A paraître)
- 62 POPOV - Int. Symp. Combustion (1956)
- 63 URBON - Bull. Soc. Fr. Ceram. 66 (1965)
- 64 MEYER - Berich. Deutsch Keram G. 41, 2, 112-9 (1964)
- 65 MEYER - Berich. Deutsch Keram G. 39, 2, (1962)
- 66 BORGIANNI, CRAMAROSA, MOLINARI, TRIOLO - (III-6) Simposio di Dinamica delle
Reaz. Chim., Padoue (1966)
- 67 CLINE, THURSTON, WULFF - Weld. Res. Suppt., Juil., 320-2 (1950)
- 68 MASH, WEARE, WALKER - J. of Metals, Juil. (1961)
- 69 CHEYLAN, DAUVERGNE, MIHE, LEMOINE, LE GOFF - (A paraître)
- 70 INCROPERA, LEPPERT - AIAA J. 4, 6, 1087 (1966)
- 71 GOTTSCHLICH, ENRIGHT, CADEK - AIAA J. 4, 6, 1085-7 (1966)
- 72 BROSSARD, FAUCHAIS, MOREAU - Congrès Chimie des Plasmas, Moscou (1965)
- 73 TOMICH, WEGER - A I Ch E J. 13, 5, 948-54 (1967)
- 74 KAY - Introduction à la Mécanique des Fluides, Dunod, p. 306 (1964)
- 75 GALTIER - (Thèse), Paris (1967)
- 76 BROWNING - Welding J. Supt., 870-5 (1959)
- 77 ANGELIN, CEVALES - Simp. di Din. Reaz. Chim., Padoue, (1966)
- 78 CHLUDZINSKY - Energy Transfer to Solids in R.F. generated plasma, Theses
University of Michigan, (1964)
- 79 CARSLAW, JAEGER - Heat Conduction in Solids, p. 262, Oxford Univ. Press
(1958)
- 80 SUNNEN - Journées Int. des hautes températures, Mons (1962)

Nom de l'Etudiant : LEMOINE ANDRE

Nature de la thèse : DOCTEUR INGENIEUR

Vu, Approuvé
et Permis d'Imprimer

NANCY le 29-11-68

LE DOYEN

J. AUBRY

Cet exemplaire est imprimé
à des fins particulières et ne
peut en aucun cas être vendu.

Achevé d'imprimer le 20 Janvier 1969
à l'atelier de Documentation Universitaire
3, Rue Sellier, 3 NANCY

Dépôt légal N° 453 Faculté des Sciences Editeur
1er trimestre 1969

